

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

JOSÉ CORIOLANO LACERDA RIBAS

**MODELAGEM DO FENÔMENO DA FERRORESSONÂNCIA
CONSIDERANDO HISTERESE: ANÁLISE EM SUBESTAÇÃO DE ENERGIA**

**CURITIBA
2012**

JOSÉ CORIOLANO LACERDA RIBAS

**MODELAGEM DO FENÔMENO DA FERRORESSONÂNCIA
CONSIDERANDO HISTERESE: ANÁLISE EM SUBESTAÇÃO DE ENERGIA**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica, no Programa de Pós Graduação em Engenharia Elétrica – PPGEE, Departamento de Engenharia Elétrica – Setor de Tecnologia, da Universidade Federal do Paraná – UFPR.

Orientadora: Dra. Prof^a. Elizete M. Lourenço
Co-orientador: Dr. Prof. Jean Vianeir Leite

CURITIBA
2012

R482m Ribas, José Coriolano Lacerda
Modelagem do fenômeno da ferroressonância considerando histerese:
análise em subestação de energia / José Coriolano Lacerda Ribas. –
Curitiba, 2012.
136f. : il. color. ; 30 cm.

Dissertação - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia,
Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, 2012.

Orientador: Elizete M. Lourenço -- Coorientador: Jean Viane Leite.
Bibliografia: p. 131-136.

1. Circuitos elétricos. 2. Ferromagnetismo. 3. Histerese. 4. Subestações
elétricas. 5. Ressonância. I. Universidade Federal do Paraná. II. Lourenço,
Elizete M.. III. Leite, Jean Viane. IV. Título.

CDD: 538.44

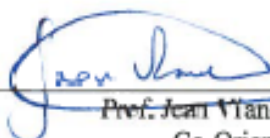
**MODELAGEM DO FENÔMENO DE FERRORESSONÂNCIA
CONSIDERANDO HISTERES: ANÁLISE EM SUBESTAÇÕES DE
ENERGIA**

JOSÉ CORIOLANO LACERDA RIBAS

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Paraná.



Prof. Elizete Maria Lourenço, Dra.
Orientadora

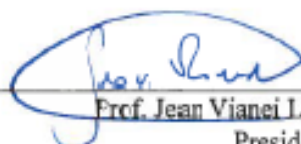


Prof. Jean Vianei Leite, Dr.
Co-Orientador



Prof. Evélio Martín García Fernández, D. Eng.
Coordenador do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Banca Examinadora



Prof. Jean Vianei Leite, Dr. (UFSC)
Presidente



Prof. Antonio Carlos Pinho, Dr. (UTFPR)



Prof. Eduardo Gonçalves de Lima, Dr. (UFPR)



Prof. Thelma Solange Piazza Fernandes, Dra. (UFPR)

Curitiba, 27 de Agosto de 2012.

AGRADECIMENTOS

Minha sincera gratidão e agradecimento às seguintes pessoas e instituições:

À Diretoria de Engenharia da COPEL pela oportunidade de realização deste trabalho.

Ao Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Paraná (UFPR) por me acolher em seu Programa de Pós-Graduação (PPGEE).

Ao Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos (GRUCAD) da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), por me receber em suas instalações e disponibilizar seu Laboratório a fim de ser possível a obtenção de resultados experimentais em um circuito ferroressonante.

À minha esposa, Rita Maria, pelo apoio e incentivo dela recebidos e a meus pais, Rivadávia Roseira Ribas (*in memoriam*) e Maria Rosa Lacerda Ribas (*in memoriam*), pela permissão de minha existência.

À Professora Dr^a Elizete Maria Lourenço, minha orientadora, que desde o primeiro contato que mantivemos, se mostrou sempre receptiva e grande incentivadora deste trabalho. Os ensinamentos, conhecimentos, conselhos e orientação que dela recebi, constituem uma parcela significativa e importante de minha vida de educando. Sua amizade é o maior dos benefícios obtidos com este trabalho e que conservo com muito carinho e respeito.

Ao Professor Dr. Jean Viane Leite, meu co-orientador, que ao me aceitar como seu orientando, trouxe ao meu conhecimento o estado da arte das teorias e técnicas mais relevantes de análise dos fenômenos de histerese magnética. Sua dedicação ao tema deste trabalho e sua atenção e assistência constante neste desenvolvimento, foram cruciais e fundamentais para que o objetivo pudesse ser atingido. Sua amizade é um bem inestimável e eterno.

Aos Professores Drs. do Departamento de Engenharia Elétrica da UFPR, pelos excelentes ensinamentos, oportunidades e orientações que deles recebi.

Ao Prof. Dr. Nelson Jhoe Batistela, do GRUCAD/UFSC pela excelente e prestativa assistência na parte experimental deste trabalho.

Aos colegas do PPGEE/UFPR, que muito me auxiliaram em diversos momentos ao longo deste período.

Aos colegas do GRUCAD/UFSC: Ricardo Scheufele pela excelente assistência no estudo e técnica das variáveis de estado e a Rafael de Araújo pela assistência em artigo sobre ferroressonância.

A Ana Paula Brunelli Costa pelo excelente apoio na confecção de muitos dos desenhos integrantes deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho é analisado um tipo básico de circuito elétrico RL*C série não linear clássico, característico de subestações de energia, no qual é possível o aparecimento do fenômeno de ferroressonância. A metodologia utilizada nessa análise é baseada no modelo escalar inverso de Jiles-Atherton sobre a histerese magnética em materiais ferromagnéticos, proposto por Sadowski, Batistela, Bastos e Mazenc-Lajoie, o qual utiliza a indução magnética como variável independente para se obter valores da magnetização e da intensidade de campo magnético no material, correspondentes ao ciclo simétrico de histerese, relativa à característica do transformador com núcleo ferromagnético não linear. O uso do modelo escalar é justificável uma vez que aqui não se objetiva analisar, em detalhes, o comportamento do fluxo magnético nas junções tipo “T” do núcleo dos transformadores ou indutores envolvidos. Os circuitos básicos em um sistema de energia elétrica que são, normalmente, suscetíveis à ferroressonância são do tipo RL*C série e, muito mais raramente, do tipo RL*C paralelo, nos quais L* representa uma indutância variável de qualquer equipamento indutor que apresente essa característica e C é uma capacitância equivalente das capacitâncias relevantes apresentadas por equipamentos ou materiais elétricos com essas características e R é uma resistência elétrica total equivalente desse circuito, normalmente de valor não significativo. A histerese magnética é a responsável pela característica “indutância variável” e ela constitui uma “assinatura” intrínseca dos materiais ferromagnéticos de aço ao silício. Assim, qualquer circuito elétrico que apresente uma associação entre esses elementos, pode oferecer suscetibilidade à ocorrência da ferroressonância e tal situação não é rara de acontecer. As simulações mais importantes aqui realizadas são comparadas com resultados experimentais afim de validar a modelagem utilizada.

Palavras-chaves: Circuitos elétricos, elementos passivos e ativos de circuito, ferromagnetismo, materiais magnéticos, modelos de histerese magnética de Jiles-Atherton e de Sadowski-Lajoie, subestações de energia, ferroressonância.

ABSTRACT

In this work, it is analysed one classical basic type of a non-linear series RL^*C circuit, typical of an electric substation, which may exhibit a ferroresonance phenomenon. The inverse scalar Jiles-Atherton magnetic hysteresis model is applied. This method uses the magnetic induction as the independent variable to give the magnetization and the magnetic field in the ferromagnetic material, and so obtain the non-linear magnetic hysteresis behavior. The inverse scalar Jiles-Atherton magnetic hysteresis model, also known as the Sadowski, Bastos, Batistela, Mazenc-Lajoie method, is used here, since the magnetic flux behavior at transformer or inductor iron cores "T" junctions are neglected in this kind of ferroresonant analysis. In practice, in an electric energy system, the basic commonly ferroresonant circuits are RL^*C series type, but a RL^*C parallel type sometimes appears as a seldom event. The symbol L^* stands for a variable inductance, characteristics of any equipment with an inductive behavior and C represents the equivalent capacitances of the equipments or electric materials comprising that kind of circuits. R has a non-relevant value as an equivalent linear electric resistance of the circuit. The magnetic hysteresis is the main physical phenomenon given a remarkable and intrinsic "signature" at any SiFe ferromagnetic materials. With this in mind, we can deduce that some kinds of RL^*C electric circuits can produce a ferroresonance phenomenon, and this event has been related as a quite common one at power system network. In this work, the important calculations results are compared with the experimental ones showing an acceptable agreement.

Key-words: Electric circuits, active and passive elements, ferromagnetism, magnetic materials, Jiles-Atherton and Sadowski-Lajoie magnetic hysteresis models, electric substations, ferroresonance.

LISTA DE FIGURAS

OBS.: Para os gráficos das Figuras IV.3.2 a IV.3.18, os parâmetros do circuito são $R = 2 \, \Omega$, e $C=243\mu F$.

Para os gráficos das Figuras IV.4.1.1 a IV.4.1.7; IV.4.2.1 a IV.4.2.9 e, IV.4.3.1 a IV.4.3.9 os parâmetros do circuito são $R = 0 \, \Omega$, $C=2500 \, pF$.

FIGURA II.2.1 – Representação didática de um transformador com núcleo ferromagnético.....	33
FIGURA II.2.2.1 – Modelo de transformador com transformador ideal e secundário aberto.....	37
FIGURA II.2.2.2 – Modelo de transformador com transformador ideal e secundário com carga R, L	45
FIGURA II.2.2.3 – Modelo de transformador com transformador ideal e ramo magnetizante.....	49
FIGURA II.2.2.4 – Circuito equivalente de um transformador real $c/$ secundário referido ao primário.....	50
FIGURA II.3.1 – Esquema de ligações para ensaio de perdas em vazio e corrente de excitação..	51
FIGURA III.1.1 – Gráfico da função de Langevin.....	60
FIGURA III.2.1 – Laço estreito do comportamento magnético de um material com parâmetros definidos pelo modelo de Langevin.....	62
Figura III.2.2 – Laço estreito do comportamento magnético de um material com parâmetros definidos pelo modelo de Frölich	64
FIGURA III.3.1 – Laço de histerese de um material ferromagnético típico, mostrando pontos importantes do ciclo	67
FIGURA III.5.1 – Algoritmo para a determinação de M e H a partir de B pelo modelo inverso de JÁ	77
FIGURA IV.2.1 – Circuito RCL* típico não linear série	88
FIGURA IV.3.1 – Circuito experimental para análise da ferroressonância	92
FIGURA IV.3.2 – Circuito Experimental – simulação. Tensão, V_L , no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	94
FIGURA IV.3.3 – Circuito Experimental – simulação. Tensão, V_C , no capacitor com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	94
FIGURA IV.3.4 – Circuito Experimental – simulação. Corrente, I , no circuito com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	95
FIGURA IV.3.5 – Circuito Experimental – simulação. Corrente no circuito, I , e tensão, V_L , sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	95

FIGURA IV.3.6 – Circuito Experimental – simulação. Variação da indutância no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	96
FIGURA IV.3.7 – Circuito Experimental – simulação. Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	96
FIGURA IV.3.8 – Circuito Experimental – simulação. Expansão do sinal da componente fundamental e do sinal de 3º harmônico da tensão sobre o transformador, com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	97
FIGURA IV.3.9 – Circuito Experimental – simulação. Comportamento da corrente no circuito e da tensão da fonte (leitura na escala vertical direita) com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	97
FIGURA IV.3.10 – Resultado Experimental – tensão no transformador.....	99
FIGURA IV.3.11 – Resultado Experimental – tensão no capacitor.....	99
FIGURA IV.3.12 – Resultado Experimental – corrente no circuito.....	100
FIGURA IV.3.13 – Resultado Experimental – espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador	100
FIGURA IV.3.14 – Resultado Experimental – expansão do sinal da componente fundamental e do sinal de 3º harmônico da tensão sobre o transformador	101
FIGURA IV.3.15 – Resultado Experimental – corrente no circuito e tensão sobre o transformador	101
FIGURA IV.3.16 – Comparação entre as tensões sobre o transformador – experimental e simulado, para o circuito experimental analisado	102
FIGURA IV.3.17 – Comparação entre as correntes no circuito – experimental e simulado, para o circuito experimental analisado	102
FIGURA IV.3.18 – Comparação entre laços fluxo-corrente, experimental e simulado, para o circuito experimental analisado	103
FIGURA IV.4.1 – Esquema unifilar simplificado de uma subestação de 230 kV.....	105
FIGURA IV.4.2 – Circuito de ferroressonância no esquema unifilar da Figura IV.4.1.....	106
FIGURA IV.4.3 – Circuito RCL* típico equivalente de uma subestação de 230kV.	106
FIGURA IV.4.4 – Circuito RCL* simplificado equivalente de uma subestação de 230kV.....	109
FIGURA IV.4.1.1 – Variação linear da indução magnética com o campo magnético.....	111
FIGURA IV.4.1.2 – Tensão no transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético.....	111
FIGURA IV.4.1.3 – Tensão no capacitor com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético	112
FIGURA IV.4.1.4 – Corrente no circuito considerando comportamento linear da indução magnética com o campo magnético	112
FIGURA IV.4.1.5 – Variação da indutância no transformador considerando comportamento linear da indução magnética com o campo magnético	113

FIGURA IV.4.1.6 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético	113
FIGURA IV.4.1.7 – Expansão do espectro de frequências, entre 0 – 100 Hz, do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético	114
FIGURA IV.4.2.1 – Comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético	115
FIGURA IV.4.2.2 – Tensão no transformador com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético	116
FIGURA IV.4.2.3 – Expansão do sinal de tensão no transformador (600 ms - 1 s) com comportamento anisterético (Frölich) da indução magnética com o campo magnético.....	116
FIGURA IV.4.2.4 – Tensão no capacitor com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético.....	117
FIGURA IV.4.2.5 – Corrente no circuito considerando comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético.....	117
FIGURA IV.4.2.6 – Expansão do sinal de corrente no circuito (600 ms – 1 s) com comportamento anisterético (Frölich) da indução magnética com o campo magnético.....	118
FIGURA IV.4.2.7 – Variação da indutância no transformador com comportamento anisterético (Frölich) da indução magnética com o campo magnético.....	118
FIGURA IV.4.2.8 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético.....	119
FIGURA IV.4.2.9 – Expansão entre 0 – 200 Hz do espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador, com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético	119
FIGURA IV.4.3.1 – Comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	121
FIGURA IV.4.3.2 – Tensão no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	121
FIGURA IV.4.3.3 – Expansão do sinal de tensão no transformador (0 – 400ms) com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	122
FIGURA IV.4.3.4 – Tensão no capacitor com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	122
FIGURA IV.4.3.5 – Corrente no circuito com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	123
FIGURA IV.4.3.6 – Expansão do sinal de corrente no circuito (0 – 400ms) com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	123
FIGURA IV.4.3.7 – Variação da indutância no transformador com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	124

FIGURA IV.4.3.8 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético	124
FIGURA IV.4.3.9 – Expansão entre 0 – 200 Hz do espectro de frequências do sinal da componente fundamental e do sinal de 3° harmônico da tensão sobre o transformador, com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético.....	125

SIMBOLOGIA, ACRÔNIMOS E GLOSSÁRIO

a	– Parâmetro relativo ao formato do laço de histerese [A/m]
α	– Parâmetro relativo aos domínios magnéticos [Adimensional]
A, A	– Área da seção transversal do núcleo de um transformador ou de uma bobina [m ²]
ABB	– <i>Asea Brown Boveri</i>
ABNT	– Associação Brasileira de Normas Técnicas
ABNT/NBR	– Associação Brasileira de Normas Técnicas/Norma Brasileira Regulamentada
AEP	– <i>American Electric Power Service Corporation</i>
\mathbf{B}	– Vetor de indução magnética [T]
B, B	– Valor escalar da indução magnética [T]
B_i ($i = 1,2$)	– Barra i
b, b	– Constante do modelo de Frölich, obtida da saturação do material ferromagnético [1/T]
c_f, c_f	– Constante do modelo de Frölich, obtida da anulação da indução magnética. [(A.e/m)/T]
c	– Constante de flexão da parede de domínio magnético [Adimensional]
C	– Capacitor, capacitivo, capacitância [F]
COPEL	– Companhia Paranaense de Energia
$d\phi, d\phi$	– Ângulo sólido; variação infinitesimal do fluxo magnético [Wb]
δ	– Parâmetro direcional. $\delta = +1$ para $dH/dt > 0$. $\delta = -1$ para $dH/dt < 0$ (modelo JA)
EDF	– <i>Electricité de France</i>
e_i ($i = 1,2$)	– Força eletromotriz, função do tempo, induzida no enrolamento i [V]
E_i, E_i ($i = 1,2$)	– Valor eficaz da força eletromotriz induzida no enrolamento i [V]
E_p, E_p	– Energia de cada partícula magnetizada
E_d, E_d	– Energia, por unidade de volume, de um domínio magnético típico.
ϕ_i ($i = 1,2$)	– Fluxo magnético gerado p/corrente que circula no enrolam. i [Wb]
ϕ_{ii} ($i = 1,2$)	– Fluxo magnético total dependente do tempo, envolvendo o enrolamento i . [Wb]
ϕ_{ij} ($i,j = 1,2$)	– Fluxo magnético total comum aos enrolamentos i e j . [Wb]

φ_m	– Fluxo magnético comum aos enrolamentos de um transformador. [Wb]
ϕ, Φ	– Fluxo magnético que atravessa a área A de uma bobina específica. [Wb]
F_{mi}	– Força magnetomotriz produzida no núcleo pela corrente i [A-e]
GRUCAD	– Grupo de Análise e Concepção de Dispositivos Eletromagnéticos/ (Universidade Federal de Santa Catarina)
H	– Vetor intensidade de campo magnético. [A/m]
H, H	– Valor escalar da intensidade de campo magnético. [A/m]
$i_i (i = 1,2)$	– Valor instantâneo da corrente que circula no enrolamento i . [A]
i_m	– Valor instantâneo da corrente de magnetização do núcleo do transformador. [A]
I	– Valor eficaz da corrente em um circuito elétrico.
$I_i, I_i (i = 1,2)$	– Valor eficaz da corrente que circula no enrolamento i [A]
$I_m, I_m (i = 1,2)$	– Valor eficaz da corrente de magnetização [A]
I_0	– Valor eficaz da corrente de excitação do núcleo do transformador
IEC	– <i>International Electrotechnical Commission</i>
IEEE	– <i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i>
JA	– <i>Jiles-Atherton</i>
k	– Constante dos movimentos das paredes de domínio [A/m]
k_a	– Coeficiente de acoplamento entre as indutâncias de dispersão do primário e do secundário [Adimensional]
k_b	– Constante de Boltzman. $k_b = 1,3805 \cdot 10^{-23}$ [J/K]
k_t	– Parâmetro que caracteriza o inverso das relutâncias de dispersão do primário e do secundário [T.m ² /A]
λ	– Parâmetro da função de Langevin
$\lambda_i (i = 1,2)$	– Fluxo magnético dependente do tempo que se liga ao enrolamento i
L	– Indutor, indutivo, indutância [H]
L^*	– Indutor não linear, indutância não linear [H]
$L_i, L_i (i = 1,2)$	– Indutância própria do enrolamento i [H]
L_m	– Perímetro médio do núcleo de um transformador [m]
L_s	– Indutância equivalente de um SEP [H]
LC	– Associação indutor-capacitor; circuito indutivo-capacitivo
LT, LTs	– Linha(s) de Transmissão

μ_0	– Permeabilidade magnética do vácuo (ou do ar) [T.m/A]
μ	– Permeabilidade magnética do núcleo de um transformador [T.m/A]
μ_d	– Permeabilidade magnética do dielétrico de um transformador [T.m/A]
μ_r	– Permeabilidade magnética relativa [Adimensional]
m, m	– Momento de dipolo magnético de cada partícula magnetizada
M	– Vetor de magnetização [A/m]
M, M	– Magnetização escalar [A/m]
M_m	– Indutância mútua entre dois enrolamentos de um transformador [H]
M_{an}	– Magnetização anisterética escalar [A/m]
M_{ir}	– Componente irreversível da magnetização escalar [A/m]
M_r	– Componente reversível da magnetização escalar [A/m]
M_s	– Magnetização de saturação [A/m]
MCM	– “Mil circular mil” – mil vezes a área da seção transversal circular de um condutor cujo diâmetro corresponde a um milésimo de polegada. 1MCM = 0,5067mm ² .
MIT	– <i>Massachusetts Institute of Technology</i>
$N_i, N_i (i = 1,2)$	– Número de espiras do enrolamento i [Adimensional]
N_p, Np	– Número de partículas magnetizadas por unidade de volume
NR	– Algoritmo de <i>Newton-Raphson</i>
P_a	– Potência ativa absorvida pelo transformador. [W]
P_i	– Potência ativa suprida aos instrumentos de medição. [W]
P_e	– Perdas reais ocorridas no núcleo de um transformador. [W]
P_f	– Perdas por correntes parasitas sob valor eficaz da tensão de alimentação [W]
P_0	– Perdas em vazio sob tensão senoidal pura. [W]
P_h	– Perdas por histerese sob valor máximo da densidade de fluxo. [W]
P_n	– Perdas ôhmicas a vazio. [W]
P_r	– Potência reativa de magnetização. [VAR]
<i>Play</i>	– Modelo de histerese magnética em que o campo magnético é conhecido antes da indução magnética
<i>Preisach</i>	– Modelo de histerese magnética que não considera domínios magnéticos
PVC	– Cloreto de polivinila
$\rho_i (i = 1,2)$	– Relutância de “dispersão” do circuito magnético do enrolamento i [A/(T.m ²)]

ρ_m	– Relutância do circuito magnético do núcleo de um transformador. [A/(T.m ²)]
R	– Resistor (elétrico), resistivo, resistência elétrica. [Ω]
R_i	– Resistência ôhmica do enrolamento i . [Ω]
R_p	– Resistência de perdas do núcleo do transformador. [Ω]
RCL	– Associação resistor-capacitor-indutor linear. Circuito linear resistivo-capacitivo-indutivo
RCL*	– Associação resistor-capacitor-indutor não linear. Circuito resistivo-capacitivo-indutivo não linear .
SE, SEs	– Subestação(ões) de energia elétrica.
SEP	– Sistema(s) elétrico(s) de potência.
sign()	– Parâmetro direcional do modelo de Frölich
Stop	– Modelo de histerese magnética com formulação a partir do potencial vetorial magnético
TP, TPs	– Transformador(es) de potencial.
TPI	– Transformador de potencial indutivo
TR	– Transformador
θ	– Ângulo entre a orientação do dipolo magnético de uma partícula e a direção do campo magnético aplicado [rad]
UFPR	– Universidade Federal do Paraná.
UFSC	– Universidade Federal de Santa Catarina
USA	– <i>United States of America</i> (Estados Unidos da América).
$v_i, v_i(i = 1,2)$	– Valor instantâneo da tensão aplicada ao enrolamento i . [V]
$V_i, V_i(i = 1,2)$	– Valor eficaz da tensão aplicada ao enrolamento i . [V]
V_{ef}, V_{ef}	– Valor eficaz da tensão de alimentação. [V]
$V_{méd}, V_{méd}$	– Valor médio da tensão de alimentação. [V]
X_i	– Reatância de “dispersão” do enrolamento i . [Ω]
χ	– Susceptibilidade magnética do material magnético. [Adimensional]
X_m	– Reatância de magnetização do núcleo do transformador. [Ω]
X_s	– Reatância de regime permanente da fonte do sistema elétrico. [Ω]
Z_L	– Impedância da carga ligada ao secundário do transformador. [Ω]
w, ω	– Frequência angular do sistema (ou circuito) elétrico em análise.[rad/s]

SUMÁRIO

CAPÍTULO I- INTRODUÇÃO.....	17
I.1- INTRODUÇÃO GERAL	17
I.2- OBJETIVO GERAL.....	19
I.3- OBJETIVOS ESPECÍFICOS	19
I.4- JUSTIFICATIVAS PARA ESTE TRABALHO	20
I.5- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	20
I.6- CONTRIBUIÇÕES DESTA DISSERTAÇÃO	23
I.7- ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	25
 CAPÍTULO II- CONCEITOS SOBRE TRANSFORMADORES.....	27
II.1- TIPOS E APLICAÇÕES DOS TRANSFORMADORES	28
II.1.1- Transformadores de Distribuição	28
II.1.2- Transformadores de Potência	30
II.2- TEORIA BÁSICA DOS TRANSFORMADORES.....	32
II.2.1- Modelo Ideal de Transformador	34
II.2.2- Modelo Real de Transformador	36
II.3- CONSIDERAÇÕES SOBRE ENSAIOS EM VAZIO EM TRANSFORMADORES	50
II.4- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO	53
 CAPÍTULO III- MODELAGEM DA HISTERESE POR JILES-ATHERTON	54
III.1- PARAMAGNETISMO E FERROMAGNETISMO	54
III.2.1- Magnetização Sem Histerese, por Langevin.....	60
III.2.2- Magnetização sem Histerese, por Frölich	62
III.3- MAGNETIZAÇÃO COM HISTERESE	64
III.4- MODELO DIFERENCIAL DE JILES-ATHERTON	67
III.5- MODELO DIFERENCIAL INVERSO DE JILES-ATHERTON (SADOWSKI, BASTOS, BATISTELA, MAZENC-LAJOIE - SBBL).....	73
III.6- RELAÇÃO FLUXO-CORRENTE	78
III.7- OUTROS MODELOS DE ANÁLISE DE HISTERESE	81
III.8- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO	82

CAPÍTULO IV- MODELAGEM DO FENÔMENO DE FERRORESSONÂNCIA PELO MODELO INVERSO DE JILES-ATHERTON.....	84
IV.1- INTRODUÇÃO AO FENÔMENO DE FERRORESSONÂNCIA.....	84
IV.2- ANÁLISE DE UM CIRCUITO RCL*	88
IV.3- VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DA MODELAGEM FLUXO - CORRENTE...	92
IV.3.1- Resultados da Simulação	93
IV.3.2- Resultados Experimentais	98
IV.4- ANÁLISE EM UMA SUBESTAÇÃO DE ENERGIA	103
IV.4.1- Comportamento Linear entre B e H	110
IV.4.2- Comportamento Anisterético entre B e H	115
IV.4.3- Comportamento com Histerese entre B e H	120
IV.5- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO.....	125
CAPÍTULO V- CONCLUSÕES GERAIS.....	128
REFERÊNCIAS.....	131

CAPÍTULO I- INTRODUÇÃO

I.1- INTRODUÇÃO GERAL

As características e a qualidade do fornecimento de energia elétrica têm se mostrado desde há muito tempo, uma preocupação para as concessionárias e, mais recentemente, também para os consumidores. A fim de se obter a garantia de uma boa qualidade no fornecimento de energia elétrica, a monitoração da operação adequada dos equipamentos de um sistema elétrico exige uma avaliação contínua e detalhada dos diversos fenômenos elétricos e magnéticos que são passíveis de ocorrer nesse sistema. Dentre esses eventos, verifica-se que - em certas situações - condições de ressonância podem surgir em circuitos elétricos que contêm capacitâncias e indutâncias, sempre que esses circuitos são excitados por fontes de tensão com frequências próximas às frequências naturais desses circuitos. Para uma determinada frequência em que as reatâncias indutiva e capacitiva de um dado circuito apresentam valores iguais ou muito próximos entre si, esse circuito se torna ressonante e a corrente elétrica é limitada apenas pela resistência elétrica desse circuito. Como, em geral, essa resistência tem valor baixo, quando comparado com os valores das reatâncias indutiva e capacitiva, a corrente elétrica pode se tornar extremamente elevada, com o surgimento de tensões também elevadas através dos elementos indutivos e capacitivos.

No caso geral de circuitos que apresentam elementos resistivos, (R , com valores de resistência baixos), indutivos (L) e capacitivos (C), a eventual presença de materiais ferromagnéticos nos elementos indutivos acarreta o surgimento de não-linearidades devidas à saturação magnética desses materiais e, portanto, tornam variável a reatância indutiva a eles associada produzindo vários pontos de ressonância, ampliando assim a faixa de ocorrência do fenômeno. Esta situação é caracterizada como ferroressonância, e pertence à categoria dos fenômenos classificados como “sobretensões sustentadas (ou temporárias)”, porque as sobretensões desse fenômeno são de longa duração e têm características diferenciadas das sobretensões de natureza transitória. Nos Sistemas Elétricos de Potência (SEP), os fenômenos de sobretensões são tão antigos que remontam já ao

início do século XX, conforme artigo de Benischke (1901, *apud* PETERSON, 1951), sendo que a primeira década desse mesmo século foi prolífica na produção de artigos relacionados às sobretensões. Porém, uma das primeiras referências ao termo “ressonância”, apareceu somente em 1927 com o artigo de Fallou (1927, *apud* PETERSON, 1951).

No sistema elétrico de algumas concessionárias de energia, as subestações de distribuição operam a barra de carga na tensão nominal de 13,8kV com neutro isolado, sendo que a referência para a terra, nessas condições, é obtida por meio de reatância indutiva, através da utilização de reator de aterramento. Nessas subestações, a alimentação das barras de 13,8kV é realizada por meio de cabos de energia a partir do secundário dos transformadores de carga. Nessa situação, as capacitâncias para a terra desses cabos podem contribuir para o surgimento do fenômeno de ferroressonância, desde que as relações entre as reatâncias capacitivas (por fase) desses condutores e as reatâncias indutivas (por fase) dos reatores de aterramento sejam tais que possibilitem e conduzam ao aparecimento desse fenômeno.

O fenômeno de ferroressonância também pode ocorrer dependendo de condições operativas anormais nessa área de 13,8kV (como a abertura de uma ou mais fases) (PETERSON, 1951; SCHAEFER, 1976; VAISMAN, s/d), o que certamente pode conduzir ao surgimento de sobretensões com valores excessivos que podem prejudicar os isolamentos de alguns equipamentos da subestação, levando até à retirada definitiva dos mesmos.

Também em sistemas elétricos com configuração estrela aterrada podem aparecer, em certas condições, fenômenos semelhantes (WALLING *et al.*, 1993), notadamente em situações de arranjos de barras que permitam a obtenção de modelo equivalente série entre capacitores de equalização de pólos de disjuntores e a reatância de magnetização de transformadores de potencial indutivos, principalmente quando estes possuem uma carga muito baixa ligada ao seu secundário (AGGARWAL *et al.*, 1981; ANDREI, HALLEY, 1989, SAGARDIA, MORCHED, 1997; EMIN *et al.*, 1997).

Dessa forma, concessionárias de energia sentem a necessidade de uma ferramenta que as auxilie na compreensão e análise desse fenômeno.

I.2- OBJETIVO GERAL

Este trabalho objetiva a análise do fenômeno de ferroressonância em um circuito série RCL* não linear, o qual também é característico de uma subestação (SE) de energia elétrica.

I.3- OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Pretende-se, também, empregar uma metodologia mais detalhada para a modelagem do fenômeno de ferroressonância, considerando a não linearidade dos materiais ferromagnéticos e as perdas magnéticas provocadas pelo ciclo de histerese do núcleo de transformadores e reatores. Essa metodologia fará uso da modelagem inversa (SADOWSKI *et al.*, 2002) da análise física do comportamento de histerese em um material ferromagnético desenvolvida originalmente pelos pesquisadores D.C. Jiles e D.L. Atherton (1983). Este objetivo também se estende à obtenção da validação do modelo de análise de ferroressonância aqui implementado.

Para se conseguir esses objetivos, serão observadas ou estudar-se-á:

- Condições que favoreçam a ocorrência de ferroressonância em uma SE de 230kV;
- A modelagem de indutância linear e de indutância saturada;
- A modelagem de transformador de potencial indutivo com núcleo magnético não linear;
- A análise de um circuito RCL* série, não linear, suscetível à ocorrência de ferroressonância.

I.4- JUSTIFICATIVAS PARA ESTE TRABALHO

Muito embora os fenômenos de ferroressonância tenham sido extensivamente analisados no passado, e continuem a ser no presente, principalmente pela atração que seu caráter de imprevisibilidade oferece e pelas conseqüências catastróficas que seus efeitos provocam, muito ainda há que se fazer a respeito. Relativamente ao estado da arte atual, a utilização de técnicas existentes de análise do comportamento de materiais ferromagnéticos instalados em equipamentos que integram circuitos que podem conduzir à ferroressonância, constituem ferramentas indispensáveis para a abordagem e o estudo de fenômenos dessa natureza. A técnica inversa (SADOWSKI *et al.*, 2002) do modelo original de Jiles e Atherton (1983) é uma dessas ferramentas.

I.5- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Desde as primeiras abordagens do fenômeno de ferroressonância no início do século XX, diversas metodologias foram empregadas na análise desse fenômeno. Assim, na sequência, serão resumidas as análises de algumas das referências já mencionadas:

Peterson (1951) e Schaefer (1976) analisam por meio de circuitos equivalentes o comportamento de abertura de uma e de duas fases em um circuito trifásico alimentando um transformador trifásico a vazio, com ligação estrela não aterrada em seu primário e ligação triângulo no secundário. Para abertura de uma fase, há inversão da sequência de fases, enquanto que, para abertura de duas fases, não ocorre esse tipo de inversão. Em ambos os casos, as sobretensões verificadas nas fases abertas são dependentes da relação entre as reatâncias capacitiva dos cabos condutores e de magnetização do transformador.

Rüdenberg (1970), Gaibrois e Bacvarov (1978) analisam graficamente o comportamento de um circuito LC, semelhante ao anterior, e excitado por uma fonte de tensão, a fim de avaliarem os valores de tensão sobre a curva de magnetização do transformador que conduzem às condições de operação estável e não estável.

Essa técnica é uma simplificação da análise fasorial observada no parágrafo anterior. A análise de Gaibrois e Bacvarov (1978), foi relativa ao aparecimento de ferroressonância em um tronco de uma rede de distribuição de 40 kV da Detroit-Edson Co, nos Estados Unidos da América (USA).

Já Swift (1969) utiliza os conceitos de análise de sistemas de controle para observar experimentalmente o comportamento de ferroressonância em um circuito π RLC paralelo, representando uma fase aberta de uma longa LT terminada em um transformador. Ele faz a aproximação da curva de magnetização pelo levantamento da curva de saturação verdadeira, representando-a como o valor médio do laço de histerese através de um polinômio de grau ímpar e conclui que valores variáveis na indutância podem ou não conduzir ao fenômeno de ferroressonância.

Naidu e Souza (1997) tentam obter a resposta em regime permanente de um circuito ferroressonante, excitado por uma tensão senoidal, por meio da análise da técnica de Newton-Raphson no domínio do tempo em conjunto com uma abordagem híbrida de análise no domínio da frequência, a fim de se obter a comprovação dos resultados obtidos pela análise no domínio do tempo. Na resposta de regime permanente, surgem formas de onda assimétricas sempre que a forma de onda do fluxo de concatenação no indutor apresentar uma componente contínua.

Kieny (1991) focaliza um comportamento não periódico de ferroressonância, ao analisar um circuito ferroressonante paralelo, em um sistema de 400 kV da Electricité de France (EDF), pela técnica da teoria da bifurcação, na qual, as variáveis de estado (fluxo no núcleo do transformador e tensão sobre o transformador) descrevem uma trajetória no plano de fase, já que esses parâmetros são variáveis no tempo. A visualização do diagrama de bifurcação permite, efetivamente, a análise da ocorrência do fenômeno. Kieny (1991) foi um dos primeiros a usar a técnica da teoria da bifurcação na análise de fenômenos de ferroressonância.

Araújo *et al.* (1993) estendem a análise inicial de Marti e Soudack (1991), que haviam analisado um modo de ferroressonância de frequência fundamental ocorrido em um circuito trifásico alimentando um transformador de potência operando a vazio, sendo que um dos condutores era interrompido, permanecendo o transformador energizado através do acoplamento capacitivo com as fases remanescentes. Araújo *et al.* (1993) empregam em sua análise, a densidade espectral de potência e os mapas de Poincaré (estes também usados na Teoria de

Bifurcação), e concluem que o circuito apresentou três tipos de estados ferroressonantes na simulação realizada:

- Periódico: Para o qual a simulação considerou baixas as perdas no núcleo do transformador, em 1%;
- Pseudo-periódico (ou quase-periódico): Condição para a qual as simulações consideraram duas situações: uma sem perdas no núcleo do transformador e outra com perdas em 1%;
- Caótico: Situação para a qual o núcleo do transformador foi considerado sem perdas.

Por fim, os autores alertam que a desconsideração de perdas no núcleo do transformador, pode conduzir o resultado de uma simulação a uma interpretação errônea de comportamento caótico do circuito.

Andrei e Halley (1989), da *American Electric Power Service Corporation* (AEP), partem da ótica de transferência de energia do sistema para o equipamento (transformador de potencial - TP) durante sua desenergização, pois os transitórios gerados nessa operação afetam significativamente os isolamentos dos TPs através do acoplamento destes com os capacitores de equalização existentes nos polos do disjuntor que operou desenergizando esse circuito, sendo esse acoplamento a razão do aparecimento do fenômeno de ferroressonância.

Para analisar os efeitos da saturação, Andrei e Halley (1989) linearizam o perfil da curva de magnetização do TP e concluem que TPs com elevado fator de saturação associados a um baixo fator de divisor capacitivo da subestação (relação entre as capacitâncias dos capacitores de equalização com as demais capacitâncias da subestação em análise), são menos suscetíveis de desenvolverem ferroressonância. O trabalho é relativo a três subestações do sistema da AEP e também analisa a probabilidade de ocorrência do fenômeno de ferroressonância, comparando a energia gerada pelos transitórios de chaveamento com o valor de energia necessário para sustentar o fenômeno de ferroressonância.

Emin *et al.* (1997) analisam uma situação semelhante ao artigo de Andrei e Halley (1989), relativo a uma subestação de 275 kV, porém empregando uma estratégia semelhante à usada por Kieny (1991), e por Araújo *et al.* (1993). Concluem que mesmo transformadores de potencial com baixa capacidade térmica estão suscetíveis de desenvolverem ferroressonância e que variações nas

capacitâncias para terra (possivelmente como consequência de modificações na configuração do sistema) podem conduzir a sobretensões que caracterizem ferroressonâncias do tipo de “frequência fundamental” (aquela cuja componente tem a maior magnitude dentre todas as componentes das ondas distorcidas de tensão e corrente no circuito ferroressonante e que é a mais comum) e do tipo “sub-harmônicas” (aquela cuja onda de tensão contém componentes de baixa frequência, inferiores à frequência da onda fundamental).

Já quanto à ferroressonância de natureza caótica Emin *et al.* (1997) ressaltam sobre a dificuldade prática de sua ocorrência, uma vez que a resistência equivalente de perdas do circuito magnético do TP em conjunto com o valor de capacitância dos capacitores equalizadores dos pólos dos disjuntores, teriam que apresentar valores bastante elevados a fim de reduzir significativamente as perdas do circuito e eliminar qualquer comportamento de amortecimento desse circuito. Emin *et al.* (1997) fazem, em sua análise, uma aproximação polinomial de grau 7 para a característica de magnetização do TP.

Sadowski *et al.* (2002) propõem uma modificação do modelo original de Jiles e Atherton (1983) de análise do fenômeno de histerese magnética, considerando a indução magnética como variável independente. Essa abordagem é apropriada para aplicação direta em metodologia numérica no domínio do tempo, tal como o Método dos Elementos Finitos (MEF) o qual é muito aplicado em formulações a partir do potencial vetorial magnético. A modelagem é implementada com o uso do conceito da relutividade diferencial. As simulações apresentam convergência numérica e são validadas através de experiências realizadas e demonstradas em um quadro de *Epstein* (ASTM, s/d). O quadro de *Epstein* é uma estrutura geométrica padrão utilizada pelos fabricantes para medir os parâmetros de projeto de uma máquina elétrica.

I.6- CONTRIBUIÇÕES DESTA DISSERTAÇÃO

A principal contribuição deste trabalho é a utilização da modelagem proposta por Sadowski *et al.* (2002), para análise do comportamento de núcleos de transformadores, com o objetivo de verificar a relação e o grau de influência das

curvas de histerese do material ferromagnético dos núcleos desses transformadores sobre o fenômeno de ferroressonância, pois a presença de núcleos magnéticos é uma condição preponderante para o surgimento da ferroressonância. Uma modelagem de núcleos magnéticos saturáveis sem histerese (indutores lineares) é possível de ser realizada, porém essa abordagem não permite considerar as perdas inerentes a um núcleo ferromagnético real e nem considera as distorções nas formas de onda. Uma modelagem mais próxima da realidade deve considerar o caráter não linear do desempenho de núcleos ferromagnéticos, admitindo o seu comportamento com histerese.

As curvas de histerese de um material ferromagnético podem ser obtidas pela aplicação de um campo magnético, medindo-se a indução magnética correspondente. Entretanto, essas curvas também podem ser obtidas através de um processo inverso no qual a variável independente é a indução magnética. As curvas de histerese são caracterizadas por poucos parâmetros físicos relativos ao comportamento do material ferromagnético.

Com o fim de identificar esse comportamento, Jiles e Atherton (1984), desenvolveram um modelo diferencial de histerese, baseado no balanço de energia magnética, empregando uma metodologia na qual a variável independente é o campo magnético. Porém, como a aplicação de um campo magnético exige a disponibilização de uma fonte de corrente (muitas vezes, de grande intensidade e anti-econômica), torna-se mais fácil a utilização de uma fonte de tensão e, conseqüentemente, a aplicação da indução magnética ao material ferromagnético a fim de se obter as curvas de histerese, das quais se pode obter os parâmetros físicos que caracterizam esse material. Essa modelagem inversa foi proposta por Sadowski *et al.* (2002), e é extremamente apropriada para o estudo de núcleos de transformadores, pois é de fácil implementação e não requer muito esforço computacional. As curvas de magnetização e histerese podem ser obtidas por métodos experimentais ou através de fabricantes de transformadores. Os parâmetros físicos do modelo de Jiles e Atherton (1984), (JA), resultam do comportamento da curva de histerese, a qual caracteriza a variação da indutância do material ferromagnético.

A metodologia de Sadowski *et al.* (2002) (SBBL) possibilita a simulação do comportamento de materiais ferromagnéticos com diferentes parâmetros físicos que o caracterizam e, uma vez aplicada ao estudo de ferroressonância semelhante ao

caso ocorrido em uma subestação de energia do sistema elétrico da COPEL, na qual a ferroressonância foi observada (COPEL, 2010), permitiu verificar a adequação dessa metodologia ao estudo desse fenômeno.

A base teórica e o sucesso dos resultados obtidos neste trabalho poderão, eventualmente, ser úteis no desenvolvimento de novas abordagens e pesquisas neste tema, pois a metodologia aqui empregada mostra um ponto de vista diferente na análise da ferroressonância.

I.7- ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Este trabalho apresenta uma divisão de tópicos que se relacionam em etapas progressivas, tentando, assim, oferecer um aspecto didático para a leitura desta dissertação.

Neste primeiro capítulo, há uma descrição sucinta - porém geral - sobre o fenômeno da ressonância e da ferroressonância que podem ocorrer em um circuito elétrico genérico que contenha elementos resistivos, capacitivos e indutivos de tal forma associados que podem comprometer o desempenho e a finalidade desse circuito. A ênfase na descrição do fenômeno de ferroressonância é relativa a circuitos elétricos de sistemas de potência, dos quais um circuito RCL* não linear genérico é analisado, onde determinada configuração envolvendo elemento indutivo não linear e elemento capacitivo mostra a ocorrência de ferroressonância. Ainda neste capítulo, são descritos os objetivos (geral e específico) deste trabalho além da apresentação de uma revisão bibliográfica sobre o tema. A bibliografia comentada mostra que diferentes abordagens de análise já foram utilizadas para a compreensão e minimização do fenômeno da ferroressonância, tendo, porém, a grande maioria desses trabalhos empregado uma aproximação polinomial como uma curva média do comportamento do fluxo de saturação no núcleo de um transformador, ou então, utilizado a curva de magnetização do núcleo do transformador envolvido no problema.

O segundo capítulo oferece uma revisão rápida sobre os conceitos, princípios de operação, informações sobre a aplicação e ensaio a vazio de transformadores, com o objetivo de realçar o comportamento não linear dos núcleos

ferromagnéticos empregados em indutores em geral e em transformadores e reatores em particular.

O terceiro capítulo procura destacar o estado da arte atual no estudo do desempenho de materiais ferromagnéticos considerando a histerese magnética, em especial a metodologia de estudo e análise desse fenômeno cujo auxílio fundamenta este trabalho.

O capítulo quatro traz a modelagem do fenômeno da ferroressonância empregando a metodologia abordada no capítulo anterior. Em especial, o estudo do comportamento do ciclo de histerese de materiais ferromagnéticos constitui o fundamento sobre o qual a análise da ferroressonância é aqui abordada. Também um circuito RCL* não linear genérico, é definido e desenvolvido como um sistema teste para validar os algoritmos já apresentados na análise do comportamento não linear dos núcleos magnéticos, e os resultados obtidos são apresentados com as respectivas análises e considerações.

Por fim, o capítulo cinco encerra este trabalho com as conclusões gerais do estudo e as sugestões para pesquisas e desenvolvimentos futuros.

CAPÍTULO II- CONCEITOS SOBRE TRANSFORMADORES

Segundo a Norma IEC 60076-1, “Part 1 – General” (2000) um “transformador de potência” é definido como um dispositivo estático com dois ou mais enrolamentos os quais, por indução eletromagnética, transformam um sistema de tensões e correntes alternadas em um outro sistema de tensões e correntes alternadas, usualmente de valores diferentes, porém sob uma mesma frequência, para propósitos de transmissão de energia elétrica. Essa mesma definição é encontrada na Norma Brasileira (ABNT NBR 5356-1 – “Transformadores de Potência – Parte 1: Generalidades”, 2007). As Normas IEC não distinguem entre “transformadores de distribuição” (*distribution transformers*) e “transformadores de potência” (*power transformers*). Sob o ponto de vista dessa Norma, esses transformadores são todos “transformadores de potência” no sentido de que eles se destinam a transmitir e distribuir energia elétrica de um nível de tensão para outro nível de tensão. Conforme ABB (2004), tradicionalmente, transformadores que disponibilizam tensões aos níveis (igual ou abaixo de 440 V) apropriados aos consumidores comuns, são classificados como “transformadores de distribuição”, enquanto que a denominação “transformadores de potência” normalmente se refere a transformadores com tensões e potências nominais elevadas. Os elementos característicos comuns à quase totalidade dos transformadores de potência, além da física básica, são os materiais neles empregados:

- Tipos especiais de chapas finas de aço magnético para a construção dos núcleos;
- Materiais condutores como o cobre ou o alumínio na construção das espiras dos enrolamentos;
- Isolamento sólido à base de celulose (papelão) ou papel prensados;
- Dielétrico líquido, como óleo mineral sintético, o qual ainda desempenha função de refrigeração.

II.1- TIPOS E APLICAÇÕES DOS TRANSFORMADORES

II.1.1- Transformadores de Distribuição

São inúmeros os tipos e as aplicações dos transformadores, dos quais ver-se-á alguns – sucintamente – a seguir, conforme (ABB, 2004):

- Transformadores de Distribuição de Grande Potência:

Pela Norma (IEC 60076-1, 2000) eles são classificados com potências superiores a 5 MVA e com tensões de até 72,5 kV:

- São do tipo trifásico, com controle de *taps* sob carga;
- Núcleo formado por lâminas de aço de grãos orientados;
- Enrolamentos condutores de cobre ou alumínio, em forma de discos retangulares multi-camadas ou em forma helicoidal, com isolamentos em papel;
- Dielétricos podem ser óleos minerais, ésteres ou hidrocarbonetos sintéticos;
- Possuem radiadores para o sistema de ventilação e refrigeração forçada.

Dentro desta categoria há, também, os tipos *padmount*, que segundo a Norma (IEEE C57.12.00, 2000):

- Têm potências entre 25 kVA e 20 MVA, com tensões primárias de até 46 kV;
- Utilizados em *shopping centers*, edifícios comerciais, universidades e prédios residenciais;
- Construção robusta e segura, tipo *container*, não permitem acesso de pessoas não autorizadas;
- Não apresentam conexões ou flanges parafusadas ou elementos que possam ser acessados externamente.

- Transformadores de Distribuição de Média Potência:

A Norma (IEC 60076-1, 2000) classifica esta categoria com potências entre 400 kVA e 5 MVA e com tensões de até 36 kV. São hermeticamente fechados, não permitindo o contato com a atmosfera e, assim, evitam a absorção de umidade do meio ambiente onde se encontram.

Também nesta categoria há os tipos *padmount* de mesma construção e mesma finalidade que os “*padmount*” de distribuição de grande potência, porém com potências máximas de 5 MVA e com tensões primárias máximas de 34,5 kV.

- Transformadores de Distribuição de Pequena Potência:

Com potências de até 315 kVA e tensões primárias de até 36 kV, segundo a Norma (IEC 60076-1, 2000):

- Montagem em postes de redes de distribuição;
- Podem ser, também, tipo “*padmount*”;
- Podem ser trifásicos ou monofásicos, dependendo da carga e finalidade a atender;
- Podem apresentar tanques hermeticamente fechados ou não;
- Os modelos monofásicos têm potências entre 5 a 1000 kVA (IEEE C57.12.00, 2000);
- Dielétricos a óleo mineral;
- Aplicações típicas em áreas rurais ou com baixa densidade populacional, cargas leves comerciais e de motores;
- Empregados em configurações com ligações tipo *Scott* (conexão “T”).

- Transformadores de Distribuição tipo a Seco:

- Usados em instalações de produção de gás e petróleo, hospitais, instalações *offshore*, *shopping centers*, para se minimizar os riscos de incêndios ou de contaminações ambientais;
- Enrolamentos de alta tensão em forma de disco, isolados em resina epoxy;
- Potências entre 50 kVA e 30 MVA com tensões primárias de até 52 kV.

Outros tipos de transformadores de distribuição são:

- Transformadores para Acionamentos de Velocidades Variáveis:

- Aplicados em instalações submersíveis de bombeamento de óleo;
- Isolamento a óleo ou a seco;
- Potências de até 6 MVA para acionamentos de vários tipos de conversores que apresentam tensões de saída entre 400 V e 4 kV.

- Transformadores para Instalações de Turbinas Eólicas:

- Isolamentos a óleo ou a seco;
- Projeto especial com perdas e dimensões externas reduzidas;
- Transporte facilitado e ideal para ambientes de dimensões limitadas;
- Potências entre 1000 kVA e 2100 kVA, tensões primárias de até 36 kV (isolamentos a seco);
- Potências até 4000 kVA, tensões primárias de até 36 kV (isolamentos a óleo).

- Transformadores para Instalações sub Oceânicas:

- Instalações tipo *offshore* de exploração de petróleo;
- Potências sob encomenda do cliente;
- Tensões primárias até 72,5 kV;
- Profundidade máxima de instalação igual a 2000 m;
- Isolamentos a óleo mineral.

- Transformadores para Instalações Subterrâneas:

- Potências entre 75 kVA e 1000 kVA, com tensões primárias de até 30 kV;
- Isolamentos a óleo mineral ou ésteres ou hidrocarbonetos sintéticos.

II.1.2- Transformadores de Potência

- Tensões primárias de até 800 kV, para sistemas de alta e extra alta tensão;

- Contrariamente aos transformadores de distribuição, os quais até certos níveis de potência apresentam projetos padronizados, os grandes transformadores de potência têm projetos “artesanais”;
- Requerem estudos e análises especiais para o projeto dos enrolamentos e de sua isolação frente à distribuição das tensões transitórias ao longo desses enrolamentos;
- Requerem estudos e análises especiais para o controle do aumento da dispersão do campo magnético, a fim de se evitar excessivo aquecimento interno para não comprometer os enrolamentos, o núcleo e o próprio tanque do transformador. O aumento da dispersão do campo magnético é resultante do aumento da potência do transformador e de sua consequente impedância de curto-circuito;
- Aquecimento excessivo é responsável pelo surgimento de áreas vulneráveis no isolamento interno do transformador, com a produção de bolhas de gases no óleo isolante, podendo conduzir ao rompimento do dielétrico;
- Contrariamente aos critérios de projeto de pequenos transformadores de potência, nos quais as perdas econômicas e considerações térmicas são fundamentais, os enrolamentos de grandes transformadores de potência são dimensionados para atender requisitos de elevada potência de curto-circuito;
- Transformadores de potência tipo “abaixadores” (reduzem níveis de tensão de transmissão a níveis de tensão de distribuição) utilizam comutação de *taps* sob carga. Essa característica os tornam transformadores “reguladores”;
- Transformadores de potência “interligadores” de sistemas (de transmissão) podem apresentar potências até a ordem de 1000 MVA. Com finalidade econômica, via de regra são fabricados como “autotransformadores”, pois estes apresentam massa e dimensões reduzidas assim como perdas e custos de fabricação também reduzidos quando comparados com transformadores convencionais;
- Autotransformadores que interligam sistemas de transmissão com pequena diferença de tensão entre si, exigem o emprego de reatores

limitadores de potência de curto-circuito, devido à baixa impedância de curto-circuito do autotransformador;

- O sólido aterramento do neutro de um autotransformador reduz significativamente os níveis de sobretensão nas fases sãs de ambos os sistemas por ele interligados, originadas de um curto-circuito fase-terra em seu lado de alta tensão;
- Um autotransformador deve apresentar um enrolamento terciário, ligado em triângulo, a fim de não permitir correntes de magnetização de 3º harmônico nos sistemas por ele interligados, além de oferecer uma reduzida impedância de sequência zero para ambos os sistemas que o mesmo interliga;
- Transformadores de potência defasadores têm características e desempenhos especiais, sendo empregados no controle de fluxo de potência entre dois grandes sistemas elétricos independentes e controlam o carregamento desses sistemas de potência em diferentes pontos de conexão, uma vez que o desequilíbrio de suas impedâncias desiguais em paralelo re-distribuem de forma indesejada ou irregular o fluxo de potência entre esses sistemas.

II.2- TEORIA BÁSICA DOS TRANSFORMADORES

Conforme Ries (2007) e Elgerd (1976), um transformador é, em síntese, um dispositivo que utiliza um meio magnético para acoplar dois (ou mais) circuitos elétricos distintos. A Figura II.2.1, mostra um arranjo didático de um transformador com núcleo ferromagnético, no qual o enrolamento 1 é identificado como o primário e o enrolamento 2 é o secundário. Por convenção, o enrolamento primário é o que recebe energia da fonte ou rede de alimentação e o enrolamento secundário é o que fornece energia ao sistema elétrico a ele conectado. Nesta abordagem, consideraremos sempre o enrolamento primário ou bobina primária, ou simplesmente primário, como o enrolamento de tensão mais elevada do transformador sob análise, e o enrolamento secundário aquele de baixa tensão, pois

se está considerando – nesta análise – somente transformador de dois enrolamentos.

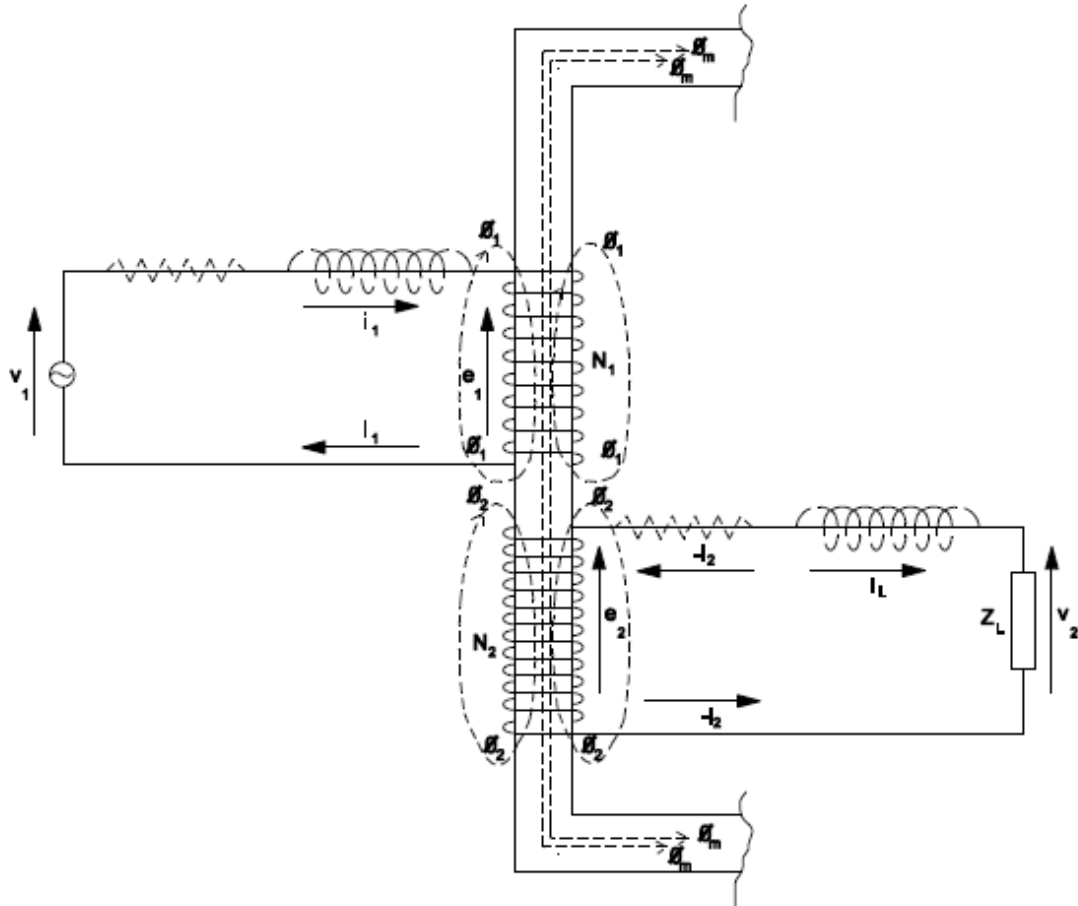


FIGURA II.2.1 – Representação didática de um transformador com núcleo ferromagnético

Nessa Figura II.2.1, as grandezas visualizadas são:

- I_i ($i = 1,2$) são, respectivamente, as correntes no primário e secundário do transformador;
- I_L é a corrente de carga;
- Z_L é a impedância da carga;
- e_i ($i = 1,2$) são as forças eletromotrizes (fem) induzidas, respectivamente, no primário e no secundário do transformador;
- v_i ($i = 1,2$) são as tensões aplicadas, respectivamente, ao primário e ao secundário do transformador;
- N_i ($i = 1,2$) representam o número de espiras, respectivamente, do primário e do secundário do transformador;

- Φ_m é o fluxo magnético mútuo aos enrolamentos primário e secundário do transformador;
- Φ_i ($i = 1,2$) é o fluxo magnético restrito ao respectivo enrolamento (primário, $i = 1$; secundário, $i = 2$).

II.2.1- Modelo Ideal de Transformador

Segundo Falcone (1979), *Members of Staff of Mit* (1943), as seguintes hipóteses para um modelo de transformador ideal devem ser feitas:

1. As resistências ôhmicas de seus enrolamentos são desprezadas;
2. As perdas no núcleo são, também, desprezadas;
3. O fluxo magnético total no núcleo do transformador não é dispersivo e abrange completamente ambos os enrolamentos;
4. A permeabilidade do núcleo é extremamente elevada de tal modo que uma pequena excitação magnetomotriz produz todo o fluxo necessário ao funcionamento do transformador;
5. A capacitância entre enrolamentos é desprezível.

Dessas considerações e observando a Figura II.2.1, pode-se escrever as equações de tensões que caracterizam os princípios fundamentais de operação de um transformador ideal:

$$v_1 = N_1 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right) \quad (\text{II.2.1})$$

$$v_2 = N_2 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right), \quad (\text{II.2.2})$$

em que φ_m , é o fluxo mútuo comum a ambos os enrolamentos, N_1 e N_2 são os números de espiras do primário e do secundário, respectivamente, e v_1 e v_2 são as tensões primária e secundária, respectivamente. Considerando os enlaces de fluxo

em ambos os enrolamentos e a hipótese de que as resistências ôhmicas desses enrolamentos são nulas, então:

$$v_1 = e_1 = \left(\frac{d\lambda_1}{dt} \right) \quad (\text{II.2.3})$$

$$v_2 = e_2 = \left(\frac{d\lambda_2}{dt} \right), \quad (\text{II.2.4})$$

nas quais λ_1 e λ_2 são os enlaces de fluxo resultantes, respectivamente, das ações isoladas das correntes primária, i_1 , e secundária, i_2 , isto é, λ_1 é o fluxo produzido pela corrente primária i_1 estando o secundário em aberto ($i_2 = 0$), sendo válida a mesma consideração de simetria realizada para o fluxo λ_2 . e_1 e e_2 são as forças eletromotrizes induzidas por φ_m nos respectivos enrolamentos primário e secundário. No modelo ideal do transformador, pela hipótese 4, não há corrente de excitação e, como a força magnetomotriz resultante é pequena, quase nula, resulta

$$i_1 \cdot N_1 + i_2 \cdot N_2 \approx 0. \quad (\text{II.2.5})$$

Das equações (II.2.1), (II.2.2) e, (II.2.5), resulta:

$$i_1/(-i_2) = (N_2/N_1) \quad (\text{II.2.6})$$

$$v_1/v_2 = (N_1/N_2) = n, \quad (\text{II.2.7})$$

em que n é a relação de espiras entre os enrolamentos primário e secundário. Dividindo a equação (II.2.7) pela equação (II.2.6), ter-se-á:

$$(v_1/i_1)/[v_2/(-i_2)] = (N_1/N_2)^2 = n^2. \quad (\text{II.2.8})$$

Se uma impedância Z_L for conectada aos terminais do secundário, então o sentido da corrente de carga será $i_L = i_2$ e

$$v_2/(-i_2) = v_2/i_L = Z_L . \quad (\text{II.2.9})$$

Considerando a equação (II.2.8), resulta:

$$(v_1/i_1) = (n)^2 Z_L . \quad (\text{II.2.10})$$

Ou seja, o primário “vê” uma impedância $Z_L' = (n)^2 Z_L$.

II.2.2- Modelo Real de Transformador

Neste caso, as seguintes hipóteses são necessárias:

- Os enrolamentos possuem resistências ôhmicas;
- Há dispersão do fluxo magnético;
- Como a permeabilidade do núcleo não é infinita, uma corrente de excitação é necessária para a produção do fluxo comum;
- As perdas por correntes parasitas e por histerese estão presentes;
- Ainda aqui desprezar-se-á as capacitâncias entre enrolamentos, pois esta análise considera o transformador real operando em frequência industrial (60 Hz).

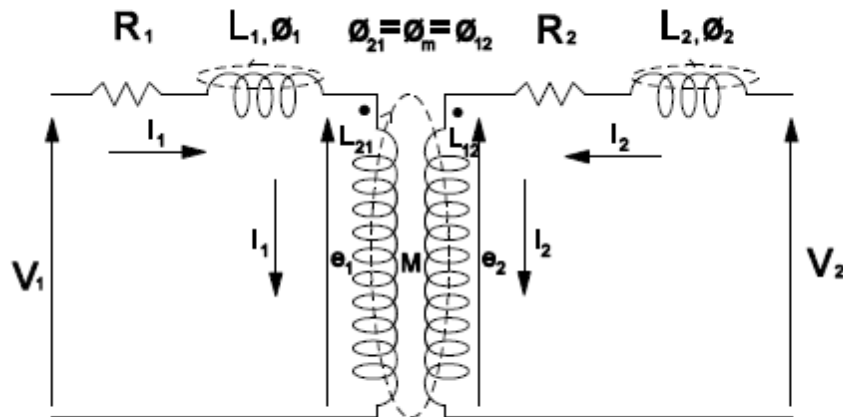


FIGURA II.2.2.1 – Modelo de transformador com transformador ideal e secundário aberto

A Figura II.2.2.1 representa um circuito elétrico que mostra o acoplamento magnético entre os enrolamentos primário e secundário de um transformador, quando este é alimentado em seu primário por uma fonte de tensão. Essa figura mostra que, estando o secundário em aberto, circulará pelo enrolamento primário a corrente i_1 , responsável pelo fluxo φ_1 , restrito a esse enrolamento e, também será responsável pela produção do fluxo mútuo, φ_m , o qual também envolve o enrolamento secundário. Assim, o fluxo total envolvendo esse enrolamento será dado por:

$$\varphi_{11} = \varphi_1 + \varphi_m. \quad (\text{II.2.11})$$

Se se inverter essa situação, isto é, alimentando-se o transformador pelo seu secundário, mantendo-se o primário em aberto, verificar-se-á uma situação análoga, com a corrente i_2 sendo responsável pelo fluxo φ_2 , e também pelo fluxo mútuo, φ_m , o qual também envolve o enrolamento primário. Ou seja,

$$\varphi_{22} = \varphi_2 + \varphi_m. \quad (\text{II.2.12})$$

Sabe-se que a variação do fluxo que enlaça (ou “concatena” com) determinado enrolamento produz neste uma força eletromotriz proporcional à sua variação e que a relação entre a variação diferencial do fluxo concatenado com

determinado enrolamento e a variação diferencial da corrente que produziu esse fluxo caracteriza a “indutância” desse enrolamento. Assim, define-se a “auto-indutância”, L , quando o fluxo concatenado com determinado enrolamento for produzido pela corrente que circula nesse enrolamento, ou a “mútua indutância”, M_m , quando o fluxo concatenado com um enrolamento for produzido pela corrente que circula em outro enrolamento. Logo, pela Figura II.2.2.1, vê-se que as indutâncias

$$L_{11} = L_1 + L_{21}, \quad (\text{II.2.13})$$

$$L_{22} = L_2 + L_{12}, \quad (\text{II.2.14})$$

representam as indutâncias “totais” do transformador vinculadas aos fluxos das equações (II.2.11) e (II.2.12), onde L_{21} e L_{12} são as indutâncias de magnetização, devidas ao fluxo mútuo e referentes aos enrolamentos primário e secundário na situação de comportamento do transformador a vazio (isto é, com um dos enrolamentos aberto).

Na Figura II.2.2.1, a convenção de “ponto” no esquema de representação do acoplamento magnético entre ambos os enrolamentos (representação de “transformador ideal”), indica a “polaridade” desses enrolamentos significando que ambas as correntes, primária e secundária, têm o sentido indicado nessa figura como positivos, isto é, seguindo-se ao longo dos enrolamentos primário e secundário, a partir desses terminais marcados, verifica-se que ambos os enrolamentos envolvem o núcleo no mesmo sentido relativamente ao fluxo produzido. Ainda com relação a essa mesma Figura II.2.2.1, considerando o enrolamento primário com N_1 espiras e o enrolamento secundário com N_2 espiras, ambos representados, também, por suas respectivas resistências ôhmicas e indutâncias próprias (estas associadas aos respectivos fluxos, φ_1 , e φ_2), ao se aplicar a lei das tensões de Kirchoff a esse circuito, obtém-se as seguintes equações:

$$v_1 = R_1 \cdot i_1 + N_1 \left(\frac{d\varphi_1}{dt} \right) + N_1 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right), \quad (\text{II.2.15})$$

$$v_2 = R_2 \cdot i_2 + N_2 \left(\frac{d\varphi_2}{dt} \right) + N_2 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right), \quad (\text{II.2.16})$$

nas quais φ_m é o resultado das interações de magnetização mútua produzidas pelas correntes $i_1 \neq 0$ (com $i_2 = 0$) ou $i_2 \neq 0$ (com $i_1 = 0$). A equação (II.2.15) mostra que a tensão aplicada, v_1 , provoca uma queda de tensão na resistência R_1 do primário, além de uma queda de tensão adicional originada pelo fluxo φ_1 no próprio primário, com o surgimento de uma força contra-eletromotriz induzida no primário pelo fluxo mútuo. Essa mesma situação é verificada quando se energiza o transformador a vazio pelo seu secundário, em que essa condição é, então, explicada pela equação (II.2.16).

Considerando, inicialmente, a situação $i_1 \neq 0$ (com $i_2 = 0$), isto é, com o secundário em aberto, vê-se que a corrente i_1 produz, no núcleo, a força magnetomotriz

$$F_{m1} = N_1 i_1, \quad (\text{II.2.17})$$

a qual é responsável pela geração da intensidade de campo magnético, H , que se estabelece no núcleo do transformador e que resulta em uma densidade de fluxo magnético, B , no material desse núcleo, uma vez que o núcleo apresenta uma área de seção transversal A e um perímetro médio, L_m , o qual é percorrido pelo fluxo magnético mútuo gerado pela corrente i_1 . Estando o secundário em aberto, essa corrente primária irá tão somente alimentar as perdas magnéticas no núcleo (perdas por histerese e por correntes “parasitas” ou de Foucault). A integração dessa densidade de fluxo magnético no período de tempo da onda de tensão aplicada ao transformador produz o respectivo fluxo magnético $\varphi_m = \varphi_{21}$. Assim,

$$B = \frac{\varphi_{21}}{A}, \quad (\text{II.2.18})$$

$$H \cdot L_m = N_1 \cdot i_1. \quad (\text{II.2.19})$$

A divisão da equação (II.2.17) pela equação (II.2.18), fornece:

$$\left(\frac{F_{m1}}{\varphi_{21}}\right) = \frac{(N_1 i_1)}{BA} = \frac{(N_1 i_1)}{[\mu HA]} = L_m/(\mu A) = \rho_m, \quad (\text{II.2.20})$$

onde ρ_m representa a relação de causa e efeito entre a força magnetomotriz e o fluxo por ela produzido no núcleo, sendo denominada “*relutância*” do circuito magnético no núcleo do transformador e é dependente das dimensões do núcleo e da natureza de seu material. Vê-se que o comportamento não linear do núcleo de um transformador também induz não linearidade na relutância do circuito magnético.

Para a situação de se ter $i_2 \neq 0$ (com $i_1 = 0$), observa-se que a corrente i_2 produz, no núcleo, a força magnetomotriz

$$F_{m2} = N_2 i_2, \quad (\text{II.2.21})$$

que é, agora, a responsável pela intensidade de campo magnético, H , que se estabelece no núcleo do transformador e que resulta em uma densidade de fluxo magnético, B , no material desse núcleo, em que este apresenta uma área de seção transversal A e um perímetro médio, L_m , que é percorrido pelo fluxo magnético mútuo gerado pela corrente i_2 . A integração dessa densidade de fluxo magnético no período de tempo da onda de tensão aplicada ao transformador, reproduz o respectivo fluxo magnético $\varphi_m = \varphi_{12}$. Dessa forma,

$$B = \frac{\varphi_{12}}{A}, \quad (\text{II.2.22})$$

$$H \cdot L_m = N_2 i_2. \quad (\text{II.2.23})$$

Dividindo-se a equação (II.2.21) pela equação (II.2.22), obtém-se

$$\left(\frac{F_{m2}}{\varphi_{12}}\right) = \frac{(N_2 i_2)}{BA} = \frac{(N_2 i_2)}{[\mu HA]} = \frac{L_m}{\mu A} = \rho_m. \quad (\text{II.2.24})$$

Da definição de indutância e das equações (II.2.11) e (II.2.13), podemos obter as seguintes relações:

$$L_{21} = N_2 \left(\frac{d\varphi_{21}}{di_1} \right) = \left(\frac{N_2}{i_1} \right) (N_1 i_1 / \rho_m) = N_2 N_1 / \rho_m, \quad (\text{II.2.25})$$

em que L_{21} representa a variação do fluxo mútuo produzido pela corrente i_1 e que se liga (ou concatena) com o enrolamento 2 e,

$$L_1 = N_1 \left(\frac{d\varphi_1}{di_1} \right) = \left(\frac{N_1}{i_1} \right) \left(\frac{N_1 i_1}{\rho_1} \right) = \frac{(N_1)^2}{\rho_1}, \quad (\text{II.2.26})$$

em que L_1 é a indutância própria do enrolamento 1 (também conhecida como indutância de “dispersão”) desse enrolamento e, ρ_1 é a relutância de “dispersão” desse enrolamento, isto é, é uma relutância magnética equivalente de tal forma que se lhe fosse aplicada a força magnetomotriz $F_{m1} = N_1 \cdot i_1$, esta produziria o fluxo φ_1 . Dessa consideração resulta que $\rho_1 < \rho_m$.

Com análise similar, considerando as equações (II.2.12) e (II.2.14), obtém-se

$$L_{12} = \frac{N_1 N_2}{\rho_m}, \quad (\text{II.2.27})$$

$$L_2 = \frac{(N_2)^2}{\rho_2}, \quad (\text{II.2.28})$$

das quais se verifica que $\rho_2 = \rho_1 < \rho_m$, pois são parâmetros que dependem somente da geometria e do material do núcleo do transformador. Essa condição pode ser explicada pelas seguintes argumentações: como $\rho_m = L_m / (\mu A)$, verifica-se uma expressão semelhante para $\rho_1 = L'_m / (\mu' A')$. Dividindo-se a expressão de ρ_m pela expressão de ρ_1 , chega-se a

$$\left(\frac{\rho_m}{\rho_1}\right) = \left(\frac{L_m}{L'_m}\right) \left(\frac{\mu'}{\mu}\right) \left(\frac{A'}{A}\right). \quad (\text{II.2.29})$$

Como L'_m é o caminho percorrido pelo fluxo φ_{11} , porém restrito somente àquela parte em que o enrolamento primário encontra-se envolvendo o núcleo, facilmente se deduz que $L'_m \ll L_m$, pois L_m representa um percurso médio ao longo do perímetro de todo o núcleo. Ademais, como o fluxo φ_{11} encerra uma parcela que é exclusivamente restrita ao primário e, assim, completa seu percurso fechado pelo dielétrico do transformador, fora, portanto, do núcleo, verifica-se que $A' > A$ e, por fim, ao se analisar as permeabilidades magnéticas, encontra-se que $\mu' = \mu + \mu_d$ na qual, μ_d é a permeabilidade magnética do dielétrico. Ora, na prática, verifica-se que $\mu_d \ll \mu$, obtendo-se, portanto, $\mu' \approx \mu$. Com essas considerações observa-se que a equação (II.2.29) fornece $(\rho_m / \rho_1) > 1$. A mesma análise pode ser feita na comparação de ρ_m e ρ_2 .

Como as equações (II.2.25) e (II.2.27) resultaram iguais, verifica-se que $L_{12} = L_{21} = M_m$. Ou seja, M_m é a indutância mútua entre os enrolamentos 1 e 2. Multiplicando entre si as equações (II.2.25) e (II.2.27) e comparando esse produto com o produto das equações (II.2.26) e (II.2.28), verifica-se que:

$$(M_m)^2 < L_1 \cdot L_2. \quad (\text{II.2.30})$$

Essa desigualdade se transforma em uma igualdade com a definição de um coeficiente de acoplamento, k_a , tal que $k_a = 1$ corresponde ao caso de um transformador ideal. Assim, sempre se tem $k_a < 1$, e usa-se

$$k_a = \frac{M_m}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (\text{II.2.31})$$

A equação (II.2.31) considera que o sentido das correntes i_1 e i_2 são tais que, agindo sozinhas, produzem os fluxos mútuos φ_{21} e φ_{12} atuando no mesmo sentido.

Pode-se fazer da equação (II.2.31), também

$$M_m = \frac{k_a N_1 N_2}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}} = k_a N_1 N_2 k_t \quad (\text{II.2.32})$$

em que $k_t = \frac{1}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}} = \frac{1}{\sqrt{(\rho_1)^2}} = \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{\rho_2}$.

De posse dessa análise até aqui e, considerando a Figura II.2.2.1, as equações (II.2.15) e (II.2.16) podem ser re-escritas como

$$v_1 = R_1 i_1 + N_1 \left(\frac{d\varphi_1}{di_1} \right) \left(\frac{di_1}{dt} \right) + N_1 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right) = R_1 i_1 + L_1 \left(\frac{di_1}{dt} \right) + e_1, \quad (\text{II.2.33})$$

$$v_2 = R_2 i_2 + N_2 \left(\frac{d\varphi_2}{di_2} \right) \left(\frac{di_2}{dt} \right) + N_2 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right) = R_2 i_2 + L_2 \left(\frac{di_2}{dt} \right) + e_2, \quad (\text{II.2.34})$$

em que $e_1 = N_1 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right)$ e, $e_2 = N_2 \left(\frac{d\varphi_m}{dt} \right)$.

Para regime permanente senoidal, essas equações ficam

$$V_1 = R_1 I_1 + j\omega L_1 I_1 + E_1, \quad (\text{II.2.35})$$

$$V_2 = R_2 I_2 + j\omega L_2 I_2 + E_2, \quad (\text{II.2.36})$$

com $\omega L_1 = X_1$ e $\omega L_2 = X_2$.

As grandezas indicadas nessas duas últimas equações são:

V_1 é o valor eficaz da tensão aplicada ao primário do transformador. V_2 é o valor eficaz da tensão no secundário do transformador. E_1 e E_2 são os valores eficazes das tensões (forças eletromotrizes) induzidas no primário e no secundário do transformador, respectivamente. I_1 e I_2 são os valores eficazes das correntes que circulam no primário e no secundário do transformador, respectivamente. N_1 e N_2 representam o número de espiras do primário e do secundário, respectivamente. R_1 e R_2 são as resistências ôhmicas do primário e do secundário, respectivamente. L_1 e L_2 representam as indutâncias próprias do primário e do secundário, respectivamente. X_1 e X_2 são as reatâncias próprias do primário e do secundário, respectivamente.

A vazão, alimentado pelo primário, como já visto, e desde que se despreze a resistência ôhmica do primário, o transformador absorve a corrente $i_1 \approx i_m$ em atraso de 90° em relação a e_1 , a fim de manter o fluxo φ_m no núcleo. A relação entre a fem do primário e a corrente de magnetização caracteriza a reatância de magnetização do núcleo e é responsável por uma potência reativa de magnetização, P_r , ou seja, $x_m = e_1/i_m$. Em termos de valores eficazes,

$$X_m = \left(\frac{E_1}{I_m} \right), \quad (\text{II.2.37})$$

onde I_m é o valor eficaz da corrente de magnetização do núcleo, e E_1 é o valor eficaz da fem e_1 . Na realidade, a corrente i_1 é formada por duas componentes, uma das quais é i_m e a outra é responsável pelas perdas histeréticas e de Foucault no núcleo. Essa última componente, i_p , está em fase com a fem e_1 . Em termos de valores eficazes, a existência dessa corrente permite a definição de uma resistência equivalente de perdas, R_p , sem significado físico, hipoteticamente ligada ao aquecimento que ocorre no núcleo devido a essas perdas. Assim,

$$R_p = \left(\frac{E_1}{I_p} \right), \quad (\text{II.2.38})$$

e as perdas no núcleo, em princípio, podem ser avaliadas como:

$$P_n = (E_1)^2 / R_p. \quad (\text{II.2.39})$$

Como as quedas de tensão a vazio (e, também, em carga) são, relativamente pequenas, as equações (II.2.37) até (II.2.39) permitem as aproximações

$$X_m \approx \left(\frac{V_1}{I_m} \right); R_p \approx \left(\frac{V_1}{I_p} \right) \text{ e, } P_n \approx \frac{(V_1)^2}{R_p} \text{ e, também, } P_{\text{core}} \approx \frac{(V_1)^2}{X_m} \quad (\text{II.2.40})$$

Fechando-se o secundário com uma carga $Z_L = f(R, L)$, pode-se obter o esquema da Figura II.2.2.2.

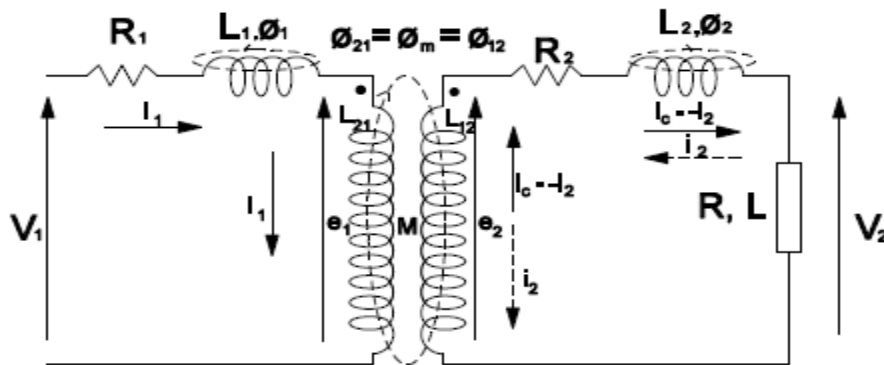


FIGURA II.2.2.2 – Modelo de transformador com transformador ideal e secundário com carga R, L

Neste caso, devido à presença simultânea das correntes $i_1 \neq 0$ e $i_2 \neq 0$, o fluxo no núcleo será, agora, a soma algébrica dos fluxos ϕ_{12} e ϕ_{21} , isto é,

$$\phi_{mt} = \phi_{12} + \phi_{21}, \quad (\text{II.2.41})$$

e os fluxos que agora se concatenam com os respectivos enrolamentos serão, então, nesta situação, dados por

$$\varphi_p = \varphi_1 + \varphi_m. = \varphi_{11} + \varphi_{12}, \quad (\text{II.2.41})$$

$$\varphi_s = \varphi_2 + \varphi_m. = \varphi_{22} + \varphi_{21}. \quad (\text{II.2.42})$$

Assim, as equações (II.2.33) e (II.2.34) podem ser re-escritas considerando essa nova situação

$$v_1 = R_1 i_1 + N_1 \left(\frac{d\varphi_p}{dt} \right) = R_1 i_1 + L_{11} \left(\frac{di_1}{dt} \right) + M_m \left(\frac{di_2}{dt} \right), \quad (\text{II.2.43})$$

$$v_2 = R_2 i_2 + N_2 \left(\frac{d\varphi_s}{dt} \right) = R_2 i_2 + L_{22} \left(\frac{di_2}{dt} \right) + M_m \left(\frac{di_1}{dt} \right). \quad (\text{II.2.44})$$

Em regime permanente senoidal, essas equações se mostram como

$$V_1 = R_1 I_1 + j\omega L_{11} I_1 + j\omega M_m I_2, \quad (\text{II.2.45})$$

$$V_2 = R_2 I_2 + j\omega L_{22} I_2 + j\omega M_m I_1. \quad (\text{II.2.46})$$

Para o transformador alimentando a carga Z_L com corrente $I_L = -I_2$, ter-se-á

$$\begin{aligned} V_2 &= Z_L \cdot I_L = j\omega M_m \cdot I_1 - R_2 \cdot I_L - j\omega L_{22} \cdot I_L \quad \text{ou, ainda} \\ 0 &= -j\omega M_m \cdot I_1 + (R_2 + j\omega L_{22} + Z_L) \cdot I_L, \end{aligned} \quad (\text{II.2.47})$$

com modificação também na equação (II.2.45); isto é,

$$V_1 = (R_1 + j\omega L_{11}) \cdot I_1 - j\omega M_m \cdot I_L. \quad (\text{II.2.48})$$

Deve-se atentar para o fato de que o sinal do termo referente à indutância mútua é dependente da condição da fonte que alimenta a carga, estar conectada ao primário ou ao secundário do transformador. Se o transformador está conectado à fonte pelo seu secundário, então o sinal do termo da indutância mútua na equação (II.2.46) será negativo, ou seja, segundo a convenção aqui adotada, se a corrente de carga sair pelo terminal polarizado, os termos da indutância mútua nas equações (II.2.47) e (II.2.48) terão sinais negativos.

Outrossim, das equações (II.2.33) e (II.2.34), as fem e_1 e e_2 são produzidas pelo fluxo mútuo aos enrolamentos primário e secundário. Então, do ponto de vista de regime permanente senoidal, tem-se,

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right) = \left(\frac{N_1}{N_2}\right) = n. \quad (\text{II.2.49})$$

Com a finalidade de se evitar a complicação de se trabalhar com o transformador ideal representado na Figura II.2.2.2, é hábito recorrer-se às grandezas de um dos lados do transformador referidas ao outro lado e, assim, se trabalhar com um circuito elétrico simplificado. Então, com base no esquema da Fig. II.2.2.3, a seguir, referindo-se as grandezas do secundário ao primário, deve-se considerar, inicialmente, que como o núcleo foi magnetizado pela fmm do primário, equação (II.2.17), a existência da corrente secundária produz a fmm da equação (II.2.21) e, assim, no esquema equivalente das grandezas referidas ao primário (Fig. II.2.2.3), deverá aparecer uma corrente equivalente, i'_2 , tal que produza o mesmo efeito da fmm primária, isto é

$$F'_{m1} = N_1 i'_2, \quad (\text{II.2.50})$$

que deve contrabalançar a fmm efetivamente produzida pelo secundário. Dessa forma,

$$N_1 i'_2 + N_2 i_2 = 0, \quad (\text{II.2.51})$$

de onde resulta,

$$\left(\frac{i'2}{i2}\right) = - \left(\frac{N2}{N1}\right) = - \left(\frac{1}{n}\right), \quad (\text{II.2.52})$$

em que o sinal negativo resulta da convenção adotada de se ter ambas as correntes entrando nos respectivos terminais polarizados dos dois enrolamentos. Essa situação pode ser corrigida fazendo-se a substituição $i_2 = - i_L$. Em regime permanente senoidal, se a impedância total do secundário for indicada por Z_S , e a corrente secundária for $I_2 = -I_L$, então, das equações anteriores, (II.2.49) e (II.2.52), deve-se ter

$$I_L = \left(\frac{E2}{Z_S}\right). \quad (\text{II.2.53})$$

Essa corrente quando vista pelo primário tem o valor de I'_2 e, a impedância vista pelo primário será, então,

$$Z'_S = \left(\frac{E1}{I'_2}\right) = \left(\frac{E'2}{I'_2}\right). \quad (\text{II.2.54})$$

Logo, $E_1 = E'_2 = n. E_2$ e, $I'_2 = I_L / n$ o que resulta, após se consultar as relações (II.2.53) e (II.2.54), em

$$Z'_S = n^2. Z_S, \quad (\text{II.2.55})$$

em que $Z_S = Z_2 + Z_L$, sendo $Z_2 = R_2 + j\omega L_2$.

Dessa forma, o circuito equivalente do transformador com as grandezas do secundário referidas ao primário fica melhor representado pelas grandezas

visualizadas na Fig. II.2.2.4, indicada após a representação da Fig. II.2.2.3, observadas na sequência.

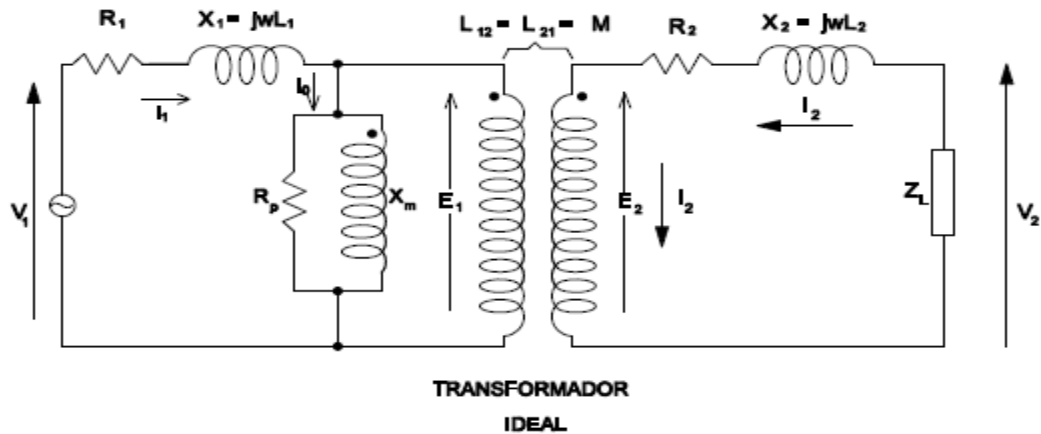


FIGURA II.2.2.3 – Modelo de transformador com transformador ideal e ramo magnetizante

Na Figura II.2.2.3, as grandezas envolvidas são:

V_1 é o valor eficaz da tensão aplicada ao primário do transformador. V_2 é o valor eficaz da tensão no secundário do transformador. E_1 e E_2 são os valores eficazes das tensões (forças eletromotrizes) induzidas no primário e no secundário do transformador, respectivamente. I_1 e I_2 são os valores eficazes das correntes que circulam no primário e no secundário do transformador, respectivamente. $I'_2 = I_L/n$ é o valor eficaz da corrente de carga vista pelo primário. I_0 é o valor eficaz da corrente de excitação do núcleo do transformador. I_m é o valor eficaz da corrente de magnetização responsável pela criação do fluxo mútuo, φ . I_P é o valor eficaz da corrente de perdas do núcleo do transformador. N_1 e N_2 são os números de espiras do primário e do secundário, respectivamente. n é a relação de transformação. R_1 e R_2 são as resistências ôhmicas do primário e do secundário. R_P é a resistência ôhmica de perdas no núcleo do transformador. X_1 e X_2 são as reatâncias próprias do primário e do secundário, respectivamente. X_m é a reatância de magnetização do transformador. L_1 e L_2 são as indutâncias próprias do primário e do secundário, respectivamente, Z_L é a impedância de carga do transformador e, ω é a frequência angular do sistema elétrico.

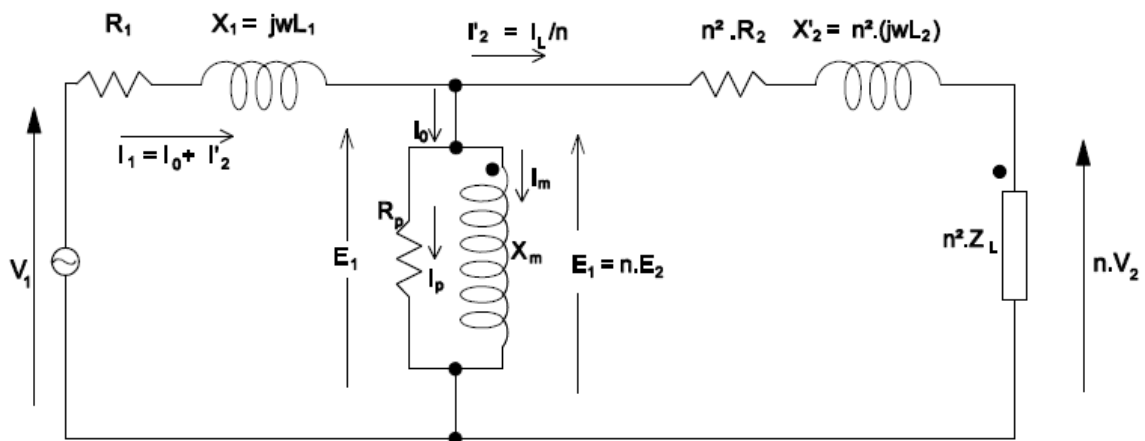


FIGURA II.2.2.4 – Circuito equivalente de um transformador real c/ secundário referido ao primário

II.3- CONSIDERAÇÕES SOBRE ENSAIOS EM VAZIO EM TRANSFORMADORES

A “Parte 1 – Generalidades” da Norma técnica (ABNT/NBR 5356-1 – TRANSFORMADORES DE POTÊNCIA, 2007), estabelece o escopo de aplicação dessa Norma relativamente aos transformadores de potência, assim como as prescrições detalhadas (inclusive ensaios) que esses transformadores devem atender. Essa Norma, só é aplicável a transformadores de potência tipo monofásicos com capacidade nominal superior a 1 kVA e trifásicos com capacidade nominal superior a 5 kVA, abrangendo, também, autotransformadores nessas mesmas condições. Por outro lado, a Norma (ABNT/NBR 5380 – TRANSFORMADORES DE POTÊNCIA – MÉTODOS DE ENSAIOS, 1993), descreve a metodologia de ensaios aplicáveis a transformadores de potência e detalha os ensaios (sejam estes de rotina ou de tipo) adequados à obtenção de parâmetros e características de transformadores, tais como resistência elétrica dos enrolamentos, relação de tensões, polaridade, resistência de isolamento, perdas em vazio e corrente de excitação, grandezas do ramo magnetizante, perdas sob carregamento, impedância de curto-circuito, elevação de temperatura, assim como a determinação de outros parâmetros não citados.

Nesta seção será abordado, de forma resumida, apenas as perdas em vazio e a corrente de excitação, uma vez que este ensaio é importante para um entendimento complementar do modelo real de transformador já visto na seção

anterior, sendo também útil para a modelagem do comportamento do núcleo do transformador quando em operação.

ENSAIO EM VAZIO:

Este ensaio objetiva a determinação das perdas em vazio (perdas por histerese e perdas por correntes de Foucault), assim como a avaliação da corrente de excitação (ou corrente a vazio), e, também, da relação de transformação e dos parâmetros do ramo de magnetização.

As perdas em vazio são dependentes da forma de onda da tensão de alimentação, de seu valor eficaz e da frequência da fonte de alimentação. O ensaio é realizado, segundo a Norma ABNT/NBR 5356-1, escolhendo-se um dos enrolamentos para receber a alimentação de tensão nominal correspondente a esse enrolamento, mantendo-se os demais em aberto. A Figura II.3.1 é relativa ao esquema elétrico sugerido pela Norma para esse ensaio. A medição da potência ativa absorvida pelo transformador (P_a), nessas condições, deduzida a potência perdida para o suprimento dos instrumentos de medição (P_i), determinam as perdas reais ocorridas no núcleo do transformador (P_e):

$$P_e = P_a - P_i.$$

(II.3.1)

A corrente de excitação é medida também nesse ensaio, pois estando os demais terminais do transformador em aberto, a corrente que circulará pelo enrolamento conectado à fonte de alimentação é a corrente necessária para fornecer a excitação do núcleo e assim manter o fluxo magnético no transformador.

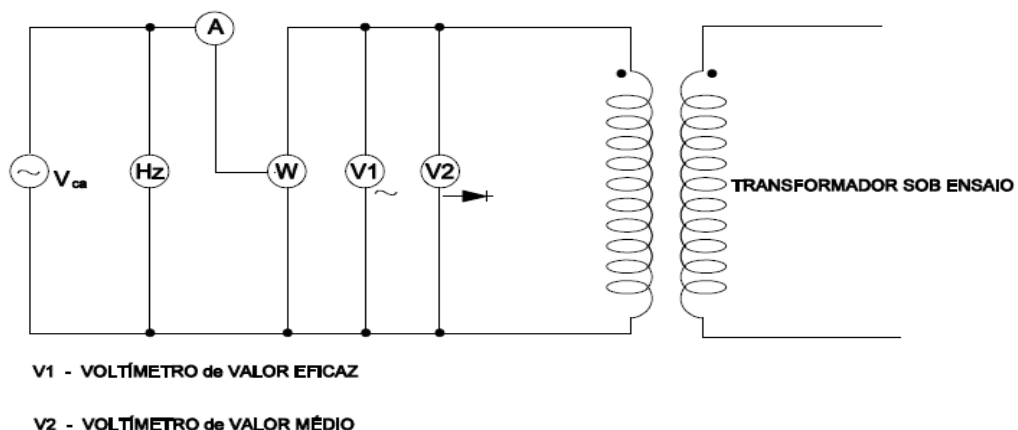


FIGURA II.3.1 – Esquema de ligações para ensaio de perdas em vazio e corrente de excitação

A tensão de alimentação deve ser senoidal pura, apresentando-se porém, na realidade, com distorção, uma vez que a corrente de excitação contém harmônicos de ordem ímpar (normalmente até o 9º). Para minimizar esse efeito, a Norma (ABNT/NBR 5380, 1993) determina uma correção nas medições realizadas, com o objetivo de estabelecer uma referência dessas medições com a tensão senoidal pura. Entretanto, essa mesma Norma estabelece que as perdas por histerese (P_h) e por correntes de Foucault (P_f) devem ser, também, previamente medidas a fim de se ter uma avaliação completa das perdas totais em vazio. Se tais valores não forem possíveis de serem obtidos experimentalmente (em chapas laminadas a frio de grão orientado), então a Norma sugere que se utilize uma estimativa para essas perdas, correspondendo - cada uma delas - a 50% das perdas reais P_e , medidas no núcleo.

Essa estimativa é dada pela seguinte equação

$$P_0 = P_e \left[\frac{100}{P_h + k_c P_f} \right], \quad (II.3.2)$$

em que P_0 se refere às perdas em vazio para tensão senoidal pura; P_h representa as perdas por histerese, as quais dependem do valor máximo da densidade de fluxo, que – segundo a Norma – pode ser avaliada pela tensão média, V_{med} , da tensão de alimentação (P_h na equação II.3.2, é dada em percentagem relativa a P_e); P_f representa as perdas por correntes de Foucault e depende do valor eficaz da tensão de alimentação, V_{ef} , (P_f na equação II.3.2 também é dada em percentagem relativa a P_e). O fator de correção k_c , é expresso através da equação (II.3.3)

$$k_c = \left[\frac{V_{ef}}{1,11.V_{med}} \right]^2, \quad (II.3.3)$$

onde V_{med} é lido pelo voltímetro V_2 . (conforme Figura II.3.1), enquanto que V_{ef} é lido do voltímetro V_1 .

II.4- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO

Este capítulo estabeleceu uma revisão dos principais conceitos sobre transformadores. A abordagem limitou-se à análise do comportamento de transformadores monofásicos, mas os aspectos mais relevantes dessa análise podem ser estendidos a transformadores trifásicos, ou mesmo bancos trifásicos de transformadores monofásicos, pois o comportamento de transformadores trifásicos (ou bancos trifásicos de transformadores monofásicos) são, em todos os tópicos abordados, similares ao comportamento de transformadores monofásicos.

Essa revisão procurou evidenciar o comportamento magnético do núcleo de um transformador sob uma excitação senoidal de uma fonte de tensão, a fim de permitir uma relação mais estreita entre a metodologia que será empregada em capítulos na seqüência que trata da modelagem do fenômeno de histerese, com as condições que possibilitam a ocorrência do fenômeno de ferroressonância em um circuito típico RCL*. Assim, a principal motivação para a inclusão deste capítulo foi a de elucidar o comportamento de um equipamento que utiliza, essencialmente, em seu funcionamento, material magnético que fornece resposta não linear após a aplicação de uma excitação de qualquer natureza, mesmo sendo essa excitação de origem senoidal.

CAPÍTULO III- MODELAGEM DA HISTERESE POR JILES-ATHERTON

Conforme Jiles e Atherton (1983), as propriedades magnéticas de materiais ferromagnéticos são melhor visualizadas e entendidas através das “curvas de magnetização e de seus ciclos de histerese”. A consideração básica a se fazer na análise de materiais magnéticos reside na avaliação do acoplamento de seus momentos magnéticos. Os materiais paramagnéticos não apresentam acoplamento entre seus momentos magnéticos, mas o estudo dessa classe de materiais também é importante porque fornece uma base teórica para a compreensão e a teoria sobre o comportamento dos materiais ferromagnéticos.

III.1- PARAMAGNETISMO E FERROMAGNETISMO

Se se admitir um sistema de partículas magnéticas com densidade de N_p partículas por unidade de volume, em que cada partícula possui um dipolo de momento magnético m (Wb.m), então os momentos magnéticos dessas partículas praticamente não apresentam acoplamento magnético entre si e têm comportamentos independentes entre si. Dentro do volume especificado, esses momentos magnéticos determinam um vetor de magnetização, \mathbf{M} (LEITE, 2002). Com a aplicação de um campo magnético de intensidade H , esses momentos magnéticos tendem a sofrer um torque em função da orientação desses momentos magnéticos em relação à direção e sentido do campo magnético aplicado, tal que a energia de cada partícula magnetizada é dada, escalarmente, por

$$E_p = -m \cdot \mu H = -m \cdot B, \quad (\text{III.1.1})$$

onde B é a indução magnética associada ao campo magnético aplicado H . A energia de cada partícula magnetizada é E_p e m é o momento de dipolo magnético de cada partícula.

A energia expressa pela equação (III.1.1) tende a alinhar a partícula magnetizada com a direção e sentido do próprio campo magnético aplicado. Essa ação tende a minimizar a energia magnética associada ao momento de dipolo magnético dessa partícula. Contudo, o campo H aplicado nem sempre consegue impor uma orientação preferencial a essas partículas porque encontra a flutuação térmica no interior do material, obtendo-se como resultado uma orientação aleatória. Se a energia magnetostática, dada pela equação (III.1.1) acima, excede, em muito, a energia de agitação térmica $k_b T$, então o alinhamento dessas partículas supera a saturação do sistema. Porém, se $E_p \ll k_b T$, a orientação aleatória prevalece.

No espaço livre, a energia dada pela equação (III.1.1), se reduz à forma $E_p = -m \cdot \mu_0 H = -m \cdot B_0$, onde μ_0 é a permeabilidade do espaço livre e B_0 representa a indução magnética resultante da contribuição do campo magnético aplicado. Assim, para qualquer material sujeito a um campo externo, a indução magnética total é composta de uma componente do próprio campo magnético aplicado, acrescida de uma componente intrínseca à magnetização das próprias partículas do material (LEITE, 2002). Ou seja,

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{material} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (\text{III.1.2})$$

onde \mathbf{B} é a indução magnética total, \mathbf{B}_0 conforme já definida, é a indução magnética relativa ao campo magnético aplicado e, $\mathbf{B}_{material}$ é a indução magnética resultante da magnetização \mathbf{M} do material, e \mathbf{H} é o campo magnético aplicado.

Se θ é o ângulo que a orientação do dipolo magnético de determinada partícula faz com a direção do campo magnético aplicado, \mathbf{H} , então, a projeção desse momento na direção do campo magnético, \mathbf{H} , é dada por $m \cdot \cos \theta$. Para um conjunto de N_p partículas, a orientação de todas essas partículas segundo a direção do campo magnético \mathbf{H} , é melhor avaliada por meio de uma direção média $\langle m \cdot \cos \theta \rangle$, tal que o comportamento do campo magnético local, no interior do material, tenha uma influência efetiva sobre todas essas partículas, sendo expresso escalarmente como

$$\mathbf{M} = N_p \langle m \cos \theta \rangle, \quad (\text{III.1.3})$$

onde M e N_p representam, respectivamente, as grandezas já definidas da magnetização do material e do número de partículas magnéticas por unidade de volume do material.

Porém, de acordo com a distribuição estatística de Boltzmann, a probabilidade de que um dado momento magnético, m , esteja orientado dentro de uma variação angular incremental θ e $\theta + d\theta$ é proporcional a $\exp(-Ep/k_bT)$. Dentro de um ângulo sólido $d\phi$, a direção média de todas as N_p partículas tendendo a se alinhar segundo o campo magnético aplicado é dada, escalarmente, por

$$M = N_p \langle m \cos \theta \rangle = N_p \left[\int \exp\left(-\frac{Ep}{k_bT}\right) m \cos \theta d\phi \right] / \left[\int \exp\left(-\frac{Ep}{k_bT}\right) d\phi \right], \quad (\text{III.1.4})$$

na qual, $d\phi = 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta$, sendo 0 e π os limites de θ .

O resultado da equação (III.1.4) é a equação (III.1.5):

$$M = \langle m \cos \theta \rangle = (N_p)m \left[\frac{\exp(\lambda) + \exp(-\lambda)}{\exp(\lambda) - \exp(-\lambda)} - \left(\frac{1}{\lambda}\right) \right] = (N_p)m \left[\coth(\lambda) - \left(\frac{1}{\lambda}\right) \right], \quad (\text{III.1.5})$$

onde $\lambda = (m \cdot \mu_0 \cdot H / k_bT)$ e, $N_p \cdot m = M_S$ representa a máxima magnetização possível do material, pois envolve todas as N_p partículas que tendem a se alinhar com o campo magnético aplicado.

A equação (III.1.5) é conhecida como *função de Langevin*, a qual, para expressivos valores do parâmetro λ , se reduz a

$$(M/M_S) \approx \left[1 - \left(\frac{1}{\lambda}\right) \right] \approx 1. \quad (\text{III.1.6})$$

Para valores $\lambda \ll 1$, a função de Langevin tende para $M/M_S = 1/3$, pois a expansão em série da equação (III.1.5), fornece

$$(M/M_S) \approx [\coth(\lambda) - (1/\lambda)] = (\lambda/3 - \lambda^3/45 + 2\lambda^5/945 + \dots). \quad (\text{III.1.7})$$

A relação entre M e H , dada por $M = \chi \cdot H$, representa a susceptibilidade magnética, χ , do material. Em geral, a susceptibilidade magnética depende da direção da aplicação do campo magnético, porque uma extensa classe de materiais são anisotrópicos e, também, é função da intensidade do campo magnético aplicado, possuindo comportamento anômalo em elevadas temperaturas (LEITE, 2002). Escalarmente, pode-se escrever:

$$M = \chi \cdot H. \quad (\text{III.1.8})$$

Substituindo a equação (III.1.8) na equação (III.1.2), obtém-se, escalarmente:

$$B = \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H, \quad (\text{III.1.9})$$

onde $\mu_r = (1 + \chi)$, na qual, μ_r é a permeabilidade relativa do material.

A equação (III.1.8) permite a definição de uma susceptibilidade diferencial, χ_d , dada por

$$\chi_d = dM/dH. \quad (\text{III.1.10})$$

Em materiais ferromagnéticos, os momentos magnéticos das partículas estão, aproximadamente, alinhados, somente com a magnetização própria, resultante do campo magnético local o qual é consequência da orientação aleatória

dos domínios magnéticos, mesmo com a ausência de um campo magnético externo. Nesse tipo de material, verifica-se, normalmente, que a magnetização interna gira em torno de $M > 0,7.(Np.m)$, o que corresponde a se ter $\lambda > 3$ na função de Langevin (REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982). O campo magnético local, H_l , é resultado das interações entre os diversos momentos magnéticos das inúmeras partículas do material e é proporcional a um momento magnético equivalente de todas essas partículas. Se se admitir que todas essas interações entre os momentos magnéticos das diversas partículas são iguais entre si, conforme demonstrado por Heisenberg (1928 *apud* REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982), quando os *spins* de determinados átomos mudam da configuração paralela para a anti-paralela, ocorre uma alteração simultânea na distribuição da carga eletrônica do material que modifica a energia eletrostática do sistema, podendo favorecer o alinhamento paralelo, tornando o campo dessa distribuição proporcional a M . O modelo de HEISENBERG tem sido profundamente investigado por muitos anos e, recentemente, o aparecimento de novos fenômenos, baseados em uma abordagem denominada “*anisotropia de troca*”, tem atraído grande interesse de muitos pesquisadores devido à sua importância teórica e de aplicação (XIANG *et al.*, 2011). Assim,

$$H_l = (\alpha).M, \quad (III.1.11)$$

na qual, H_l é o campo magnético local e, (α) é uma constante de proporcionalidade que está diretamente relacionada com a interação entre os domínios magnéticos. Essa condição foi primeiramente observada por Weiss, em 1907 (LEITE, 2002), o qual previu que o campo magnético total em um material ferromagnético é dado, então, por um campo magnético efetivo, H_e :

$$H_e = H + H_l = H + (\alpha).M, \quad (III.1.12)$$

e a equação de Langevin para o ferromagnetismo fica corrigida como

$$M = M_s \left[\coth \left(\mu_0 \cdot m \frac{H + (\alpha f a) \cdot M}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_0 \cdot m (H + (\alpha f a) \cdot M)} \right], \quad (\text{III.1.13})$$

ou, colocando $a = k_B T / (\mu_0 \cdot m)$, a equação acima se reduz em

$$M = M_s \left[\coth \left(\frac{H + (\alpha f a) \cdot M}{a} \right) - \frac{a}{H + (\alpha f a) \cdot M} \right]. \quad (\text{III.1.14})$$

A equação acima fornece a magnetização anisterética do material. Vê-se, portanto, que o parâmetro a está associado aos momentos magnéticos no interior do material e à temperatura a que o material está submetido. A equação (III.1.14) pode ser re-escrita como

$$M_{an} = M_s \left[\coth \left(\frac{He}{a} \right) - \frac{a}{He} \right], \quad (\text{III.1.15})$$

em que M_{an} representa a magnetização anisterética do material, pois esta segue a curva anisterética desenvolvida por Langevin.

A função derivada primeira da equação (III.1.15) em relação ao campo magnético efetivo, é

$$\frac{dM_{an}}{dHe} = \left(\frac{M_s}{a} \right) \cdot \left[1 - \coth^2 \left(\frac{He}{a} \right) + \left(\frac{a}{He} \right)^2 \right]. \quad (\text{III.1.16})$$

Essa equação é importante na modelagem da magnetização com histerese por Jiles-Atherton.

Um gráfico típico da função de Langevin pode ser visualizado na Figura III.1.1, na qual é possível se observar que para grandes valores do parâmetro λ , a curva tende a satisfazer a equação simplificada (III.1.6).

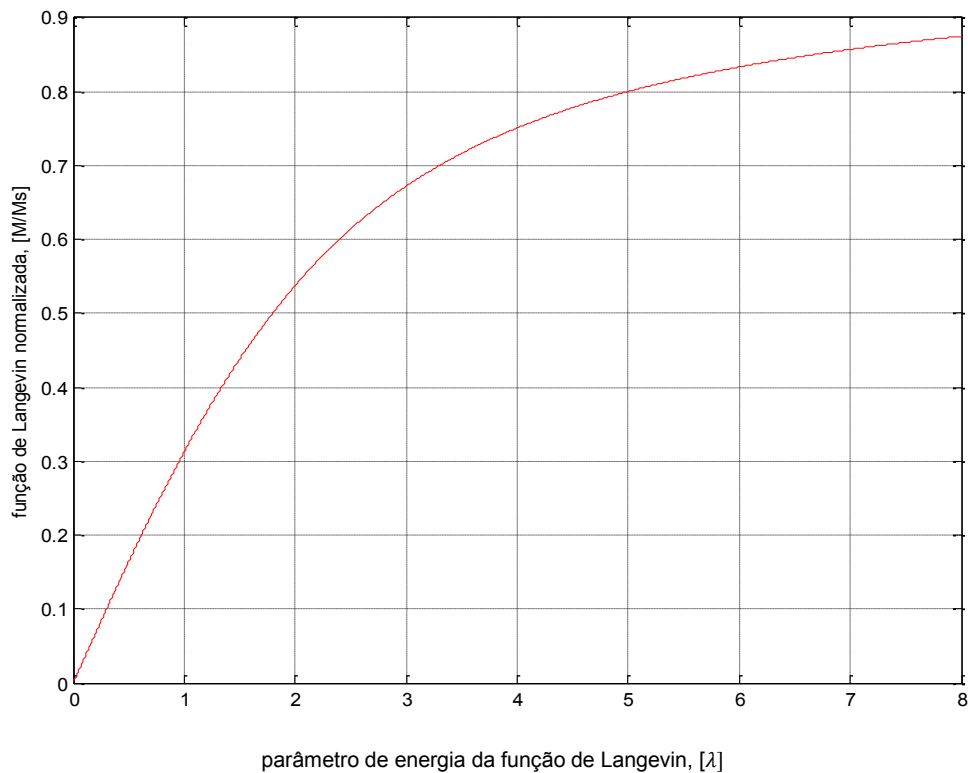


FIGURA III.1.1 – Gráfico da função de Langevin

III.2.1- Magnetização Sem Histerese, por Langevin

A teoria de Weiss-Heisenberg (HEISENBERG, 1928 *apud* REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982; LEITE, 2002), do ferromagnetismo permite que se use a equação de Langevin corrigida para se estudar o comportamento magnético de materiais que apresentem uma curva de laço muito estreito, sem histerese; isto é, materiais que não apresentem perdas magnéticas pelo fenômeno de histerese. Os três parâmetros básicos dessa equação, M_s , a , (*alfa*), podem ser determinados a partir de uma curva experimental, pois da indução máxima dessa curva, pode-se obter a máxima magnetização possível do material (LEITE, 2002), a saber

$$M_s = \frac{Bs}{\mu_0} - H_s,$$

(III.2.1.1)

em que H_s corresponde à intensidade máxima de campo magnético referente à indução máxima do material, B_s . Em geral, esse valor de M_s é obtido pela determinação da média dos valores encontrados de B_s

O parâmetro $alfa$, é determinado a partir da susceptibilidade diferencial, χ_d , avaliada na origem, pois neste caso, a função de Langevin modificada pode ser aproximada considerando apenas o 1º termo da expansão em série da equação (III.1.7). Disso resulta Leite (2002), em termos escalares,

$$\frac{dM}{dH} = \left(\frac{M_s}{3}\right) \left[\frac{1 + (alfa) \cdot \frac{dM}{dH}}{a} \right], \quad (III.2.1.2)$$

em que $\frac{dM}{dH} = \chi_d$.

Da equação (III.2.1.2), obtém-se,

$$alfa = \left[\left(3 \cdot \frac{a}{M_s} \right) - 1/\chi_d \right]. \quad (III.2.1.3)$$

Com essa expressão de $alfa$ substituída na equação (III.1.14), pode-se determinar, numericamente, a cada iteração, um valor para a , que substituído na expressão (III.2.3), equação (III.2.1.3), fornece um novo valor para $alfa$. Esse processo deve ser repetido até se atingir uma precisão pré-determinada.

A Figura III.2.1, a seguir, ilustra a obtenção de um laço estreito de um material magnético com os parâmetros $alfa = 1.10^{-4}$; $a = 5000 \text{ A/m}$; $M_s = 1.5.10^6 \text{ A/m}$.

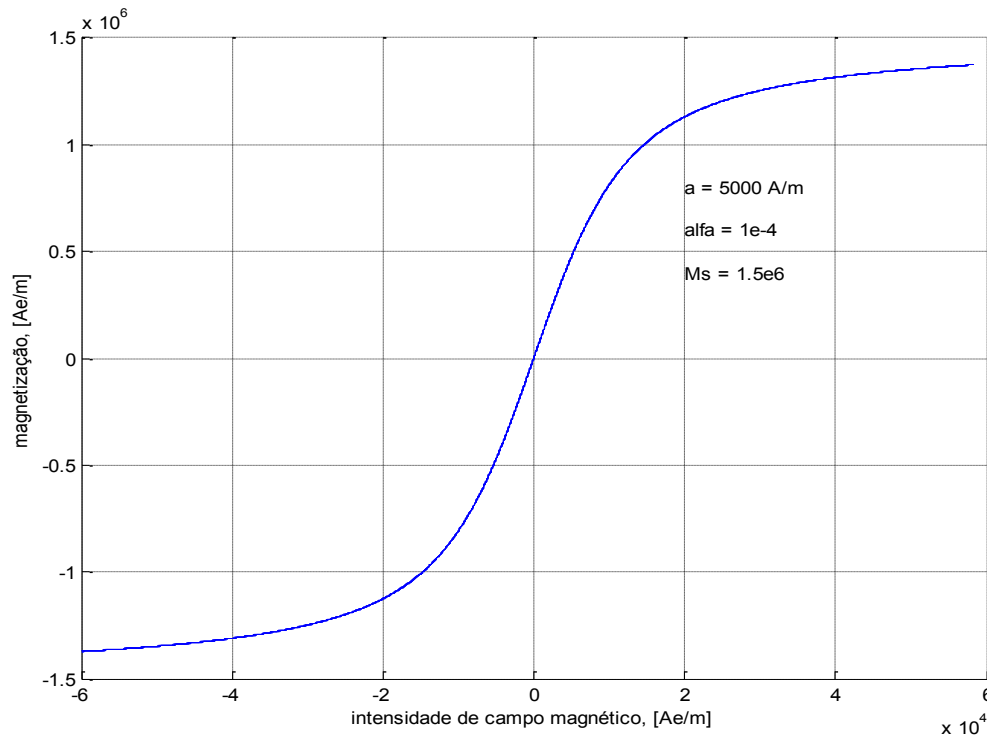


FIGURA III.2.1 – Laço estreito do comportamento magnético de um material com parâmetros definidos pelo modelo de Langevin

Fonte: Leite (2010)

Quando implementado para estudar o comportamento anisterético de um material ferromagnético, o modelo de Langevin pode conduzir, em algumas situações à instabilidade numérica. Nessas condições, uma alternativa é o uso do modelo de Frölich (IEEE *Power System Relaying Committee*, 2000; LEITE, 2010), o qual usa o campo magnético aplicado para inferir o comportamento da indução magnética no material ferromagnético.

III.2.2- Magnetização sem Histerese, por Frölich

Sua equação básica é dada por:

$$B = \left[\frac{H}{cf + b \cdot |H|} \right],$$

(III.2.2.1)

na qual, b e cf são constantes determinadas a partir do material ferromagnético.

A permeabilidade do núcleo é obtida por derivação da equação acima, em relação ao campo magnético aplicado; ou seja,

$$\mu_0 \cdot \mu_r = \frac{dB}{dH} = \frac{(1-b \cdot |B|)^2}{cf}. \quad (\text{III.2.2.2})$$

A inclinação máxima dessa curva anisterética ocorre em $B = 0$, onde a curva intercepta o eixo H , também em $H = 0$. Esse é o máximo valor para a permeabilidade do material ferromagnético e, portanto, $\mu_r = \mu_m$, em que μ_m é a permeabilidade máxima (também conhecida como permeabilidade inicial, neste modelo). Nessas condições, com $B = 0$ na equação (III.2.2.2), resulta

$$cf = 1/(\mu_0 \cdot \mu_m). \quad (\text{III.2.2.3})$$

Quando a densidade de fluxo no material atinge a saturação, a indução terá valor $B = B_s$ e a permeabilidade relativa do material aproxima-se da unidade. Portanto, nessa situação, é possível se determinar o valor da constante b :

$$b = (1 - 1/\sqrt{\mu_m})/B_s. \quad (\text{III.2.2.4})$$

Quando se conhece a indução magnética, pode-se obter o campo magnético no material invertendo-se a equação (III.2.2.1). Como o comportamento da equação de Frölich descreve uma curva anisterética, $B \times H$, com inclinação máxima em $B = 0$ (o que faz com que $H = 0$), sempre que $H > 0$ tem-se $B > 0$ e, reciprocamente. Ou seja, quando $H < 0$ tem-se também $B < 0$.

Assim, a equação (III.2.2.1) transforma-se na seguinte equação:

$$H = \left[\frac{cf \cdot B}{(1 - \text{sign}(B)) \cdot b \cdot B} \right], \quad (\text{III.2.2.5})$$

em que a função $\text{sign}(B)$ segue o comportamento da curva anisterética de Frölich, a saber, sempre se tem $\text{sign}(B) = \text{sign}(H)$ e, cf e b continuam a serem determinados pelas equações (III.2.2.3) e (III.2.2.4), respectivamente.

A Figura III.2.2 mostra uma curva anisterética típica obtida por meio do modelo de Frölich, na qual os parâmetros foram: $B_{\text{sat}} = 1.8T$, $b = 0.5510T^{-1}$, $cf = 53.052A/(T.m)$ e $\mu_m = 15.10^3$ (ZOCHOLL *et al.*, 2010).

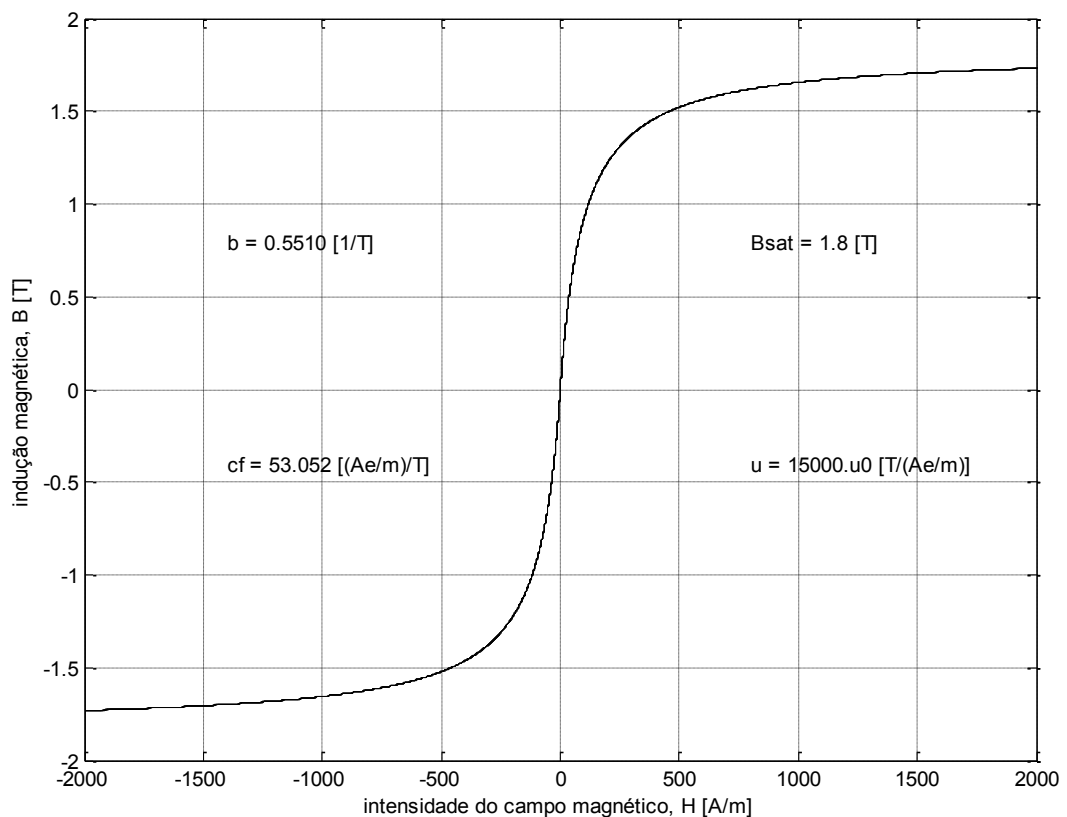


Figura III.2.2 – Laço estreito do comportamento magnético de um material com parâmetros definidos pelo modelo de Frölich

Fonte: Zocholl *et al.* (2010)

III.3- MAGNETIZAÇÃO COM HISTERESE

Um material ferromagnético está dividido em domínios, conforme a Teoria de Weiss-Heisenberg (HEISENBERG, 1928 *apud* REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982; LEITE, 2002), sendo que a região que os separa é a conhecida “parede do domínio”.

A magnetização desses materiais ocorre por dois processos independentes, sendo que um deles orienta esses domínios segundo a direção do campo magnético externo aplicado (movimento da parede do domínio), enquanto que o outro processo o faz por meio da rotação da magnetização do domínio em direção ao sentido do campo aplicado (REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982).

Em geral, a magnetização pelo movimento das paredes de domínio se dá sob campos magnéticos não muito intensos e, em materiais ferromagnéticos puros, ela se mostra reversível dentro de certos limites, sendo o material caracterizado como apresentando elevada permeabilidade (LEITE, 2002). Com o aumento da intensidade do campo magnético aplicado, no sentido de aumento positivo de sua intensidade, o movimento das paredes de domínios se torna irreversível, levando a magnetização a produzir um movimento de rotação dos domínios.

Nessas condições, o material sofre uma magnetização que não se anula com a retirada da aplicação do campo magnético externo, observando-se uma magnetização remanescente no material (ponto “r” na Figura III.3.1). Isso é evidente em materiais que apresentam imperfeições em sua estrutura, tais como os policristalinos, pois nessa situação, o material possui regiões que oferecem bloqueios aos deslocamentos das paredes de domínio, uma vez que o aumento da intensidade do campo magnético inicialmente aplicado obriga os domínios magnéticos a se alinharem no sentido desse campo, reduzindo-se a quantidade de domínios que oferecem resistência ao campo aplicado os quais tendem a sofrer rotação para acompanhar o sentido do campo magnético externo, quando então, o material atinge o nível de saturação magnética (LEITE, 2002).

Algumas origens das imperfeições na estrutura cristalina de muitos materiais ferromagnéticos podem ser aqui resumidas (LEITE, 2002), tais como aquelas devidas à metodologia de fabricação que impõem variações nas tensões mecânicas de um ponto a outro dessa estrutura, assim como adição de dopagens não magnéticas ou com características magnéticas diferentes do material puro. Tais defeitos conduzem, via de regra, à anisotropia do material ferromagnético, sendo que algumas direções apresentam-se, então, mais favoráveis que outras à magnetização. Uma vez obtida a saturação do material ferromagnético (ponto S na Figura III.3.1), a inversão do campo magnético aplicado tende a alinhar os domínios segundo uma orientação oposta (LEITE, 2002), porém a relação entre B e H não retorna pelos mesmos pontos do processo de magnetização inicial, mas sim através

de outros pontos da relação entre B e H porque a resposta dos domínios magnéticos à inversão do campo magnético aplicado tem comportamento ligeiramente diferente do processo de sua magnetização inicial, pois tudo se passa, inicialmente, como se o campo magnético aplicado originalmente fosse gradativamente reduzido até a sua anulação, para então, a partir daí, crescer em valor com sentido contrário à sua aplicação original atingindo, então, a saturação em sentido invertido de sua aplicação (ponto $-S$, na Figura III.3.1).

O comportamento dos domínios magnéticos, nesta situação, é semelhante ao mesmo comportamento que eles apresentaram quando de sua magnetização inicial. Uma vez atingida a saturação inversa, a retomada da tentativa de magnetização do material ferromagnético no sentido de aplicação crescente positiva do campo magnético, faz o processo de magnetização percorrer outros conjuntos de pontos B e H , desde $(-S)$ até S , conforme se vê na Figura III.3.1. A área desse laço está diretamente relacionada com a energia consumida nesse ciclo (LEITE, 2002).

A curva da Figura III.3.1 representa, pois, um laço de histerese, porquanto a magnetização (em qualquer sentido) influi sobre o campo externo, retardando os efeitos de sua aplicação (REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1982). Daí o emprego do termo “histerese”, cuja etimologia grega significa “vir atrás”. Os pontos H_c e $-(H_c)$ referem-se aos valores de campo magnético que estabelecem o grau de perda de energia magnética no processo de magnetização do material, pois quanto maiores esses valores, maiores serão as perdas, por histerese, no material ferromagnético. Essa análise será vista quando da modelagem do fenômeno de histerese pela metodologia de *Jiles-Atherton*.

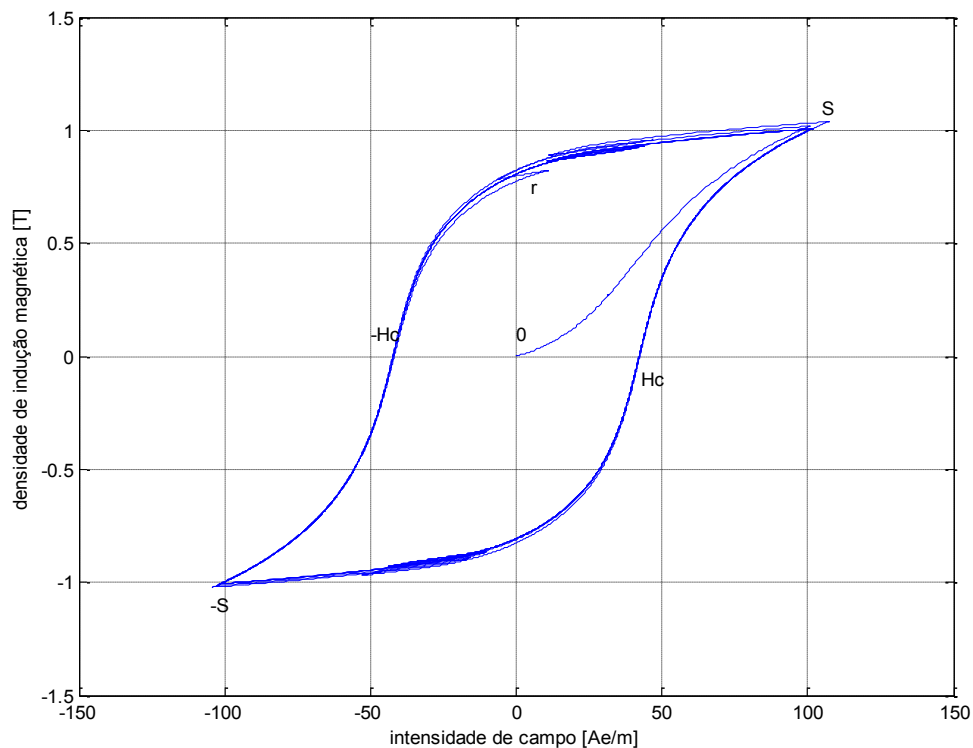


FIGURA III.3.1 – Laço de histerese de um material ferromagnético típico, mostrando pontos importantes do ciclo

III.4- MODELO DIFERENCIAL DE JILES-ATHERTON

Conforme visto na seção anterior, o processo de magnetização de um material ferromagnético se dá por meio de absorção de energia de uma fonte externa (campo magnético aplicado), usada para conduzir o material até à saturação e para vencer as resistências das imperfeições de sua estrutura aos movimentos das paredes de domínios. Essas imperfeições representam locais de “grampeamento” (“*pinning sites*”) (JILES; ATHERTON, 1983; LEITE, 2002), que impedem o movimento (deslocamento e rotação) das paredes de domínio, exigindo um acréscimo no campo magnético aplicado para superar essa resistência. Assim, é possível interpretar que a energia fornecida ao sistema formado por esse material ferromagnético é equivalente à energia dispendida no ciclo de histerese (parcela relativa às perdas), acrescida da energia efetivamente necessária e utilizada no processo de magnetização do material. O modelo diferencial de JA usa esse

princípio de equivalência de energias, para demonstrar os parâmetros físicos envolvidos em um ciclo de histerese de um material ferromagnético.

Jiles e Atherton (1984) consideram que a energia, Ed , por unidade de volume, de um domínio típico o qual apresenta um momento magnético m , por unidade de volume, sob ação de um campo magnético H , é dada por:

$$Ed = -\mu_0 \cdot m \cdot H. \quad (\text{III.4.1})$$

No interior do material ferromagnético, ocorre o acoplamento entre esses domínios magnéticos reforçando a magnetização do material e, assim, a energia por unidade de volume, fica

$$Ed = -\mu_0 \cdot m \cdot [H + (\alpha) \cdot M], \quad (\text{III.4.2})$$

ou,

$$Ed = -m \cdot Be. \quad (\text{III.4.3})$$

em que $Be = \mu_0 \cdot [H + (\alpha) \cdot M]$ representa a indução magnética efetiva inter domínios no interior do material ferromagnético.

Considere sítios de grampeamento (“*pinning sites*”) entre dois domínios magnéticos os quais apresentam momentos magnéticos, por unidade de volume do material, iguais a m e m' em que m está alinhado com a direção do campo magnético externo aplicado e representa, portanto, o domínio em expansão, e m' apresenta uma orientação genérica θ com a direção do campo magnético aplicado. A energia necessária para as paredes, ou frentes desses domínios vencerem as regiões de grampeamento, depende de dois fatores, um dos quais é a natureza do próprio local de grampeamento e o outro fator é a orientação relativa dos momentos magnéticos desses domínios.

Admitindo que a energia necessária para superar a região de grampeamento seja proporcional à variação da energia (por unidade de volume) requerida para rotacionar o domínio com momento magnético m' e alinhá-lo com a direção do campo magnético aplicado, tem-se:

$$\Delta E_d = (m - m').Be . \quad (\text{III.4.4})$$

e, portanto, a energia do sítio de grampeamento é dada por

$$E_g = m Be(1 - \cos \theta) . \quad (\text{III.4.5})$$

a qual mostra a característica do local de grampeamento e as orientações relativas entre os domínios sob análise.

Se N_g for a densidade média dos locais de grampeamento no material ferromagnético em análise, a energia média associada ao local de grampeamento analisado será

$$\langle E_g \rangle = \langle m.Be \rangle . (1 - \cos \theta) . \quad (\text{III.4.6})$$

Assim, a energia total dissipada por uma parede de domínio de área A a fim de movê-la por uma distância dx através da região de grampeamento é, portanto,

$$E_g(x) = \int_0^n N_g . \langle E_g \rangle . A . dx . \quad (\text{III.4.7})$$

$$E_g(x) = \int_0^M N_g . \langle m.Be.(1 - \cos \theta) \rangle . A . dx . \quad (\text{III.4.8})$$

Considerando que no interior do material ferromagnético, por simetria, há um determinado número de domínios orientados segundo um ângulo θ com a direção do

campo aplicado tais que suas respectivas componentes de magnetização perpendiculares à direção do campo são nulas, permite escrever que a variação resultante na magnetização será dada pela expressão

$$dM = m.(1 - \cos \theta).A. dx . \quad (III.4.9)$$

a qual substituída na equação (III.4.8), resulta,

$$Eg (M) = Ng.Be \int_0^M dM . \quad (III.4.10)$$

colocando $k = Ng.Be$, resulta na equação acima,

$$Eg (M) = k \int_0^M dM . \quad (III.4.11)$$

Assim, sob a hipótese de uma distribuição uniforme de locais de grampeamento e, tratando cada um desses locais de grampeamento com uma energia média constante, o trabalho total realizado contra os sítios de grampeamento é proporcional á variação na magnetização do material ferromagnético.

Portanto, a energia suprida ao material ferromagnético é equivalente à energia usada para variar a sua magnetização (anisterética), mais a energia necessária para vencer os pontos de grampeamento. Dessa forma resulta que

$$\int M dH = \int M_{an}. dH + \int k dM, \quad (III.4.12)$$

ou, diferenciando essa equação em relação ao campo magnético,

$$M_{an} = M - \frac{k dM}{dH}. \quad (III.4.13)$$

Essa equação necessita corrigir a sua 2ª parcela para considerar os percursos ascendente e descendente da curva de histerese. Dessa forma, se a variação do campo cresce positivamente ($dH/dt > 0$), essa parcela deve aumentar as perdas e dificultar a magnetização anisterética. Porém, se o campo decresce positivamente (ou cresce negativamente), isto é, se ($dH/dt < 0$), essa parcela favorece a magnetização anisterética, ainda contribuindo, contudo, para as perdas no processo de magnetização. Ou seja, em ambos os casos, os locais de grampeamento dificultam a magnetização (JILES; ATHERTON, 1984). Assim, a equação (III.4.13) deve considerar que

$$M_{an} = M - k\delta \left(\frac{dM}{dH} \right), \quad (III.4.14)$$

onde δ é uma função “sinal”, valendo +1 quando $\frac{dH}{dt} > 0$ e, tendo o valor -1 quando $\frac{dH}{dt} < 0$.

Na realidade, o valor de k não se mantém constante e, sim varia em função de M e de H , mantendo-se constante somente se os movimentos de parede sofrerem restrições uniformemente distribuídas, que é a hipótese considerada até aqui (JILES; ATHERTON, 1984). Em termos do campo magnético efetivo (equação III.1.12), o qual considera, também, a interação entre os domínios magnéticos adjacentes, a equação anterior, (III.4.14), pode ser re-escrita como

$$M_{anHe} = M_{ir} - k\delta \left(\frac{dM_{ir}}{dH_e} \right), \quad (III.4.15)$$

na qual, M_{anHe} (ou simplesmente M_{an}) é função do campo magnético efetivo (equação (III.1.15)) e M_{ir} representa a parcela da magnetização irreversível nesse processo. A equação (III.4.15) é uma das equações fundamentais do modelo de *Jiles-Atherton* (JA).

A parcela referente à magnetização reversível, M_r , relativa aos processos reversíveis dos domínios magnéticos, é proporcional à diferença entre a magnetização anisterética e a magnetização irreversível do processo. Assim,

$$M_r = c. (M_{an} - M_{ir}), \quad (III.4.16)$$

em que a constante de proporcionalidade, c , é um parâmetro da reversibilidade do processo de magnetização. A equação (III.4.16) é uma outra equação do modelo diferencial de histerese de JA. A última equação que compõe o modelo já foi implícita e qualitativamente proposta nesta seção, pois representa a equivalência entre as energias envolvidas no processo de magnetização de um material ferromagnético, isto é, a magnetização total é composta tanto da parcela reversível quanto da parcela irreversível do processo:

$$M = M_r + M_{ir}. \quad (III.4.17)$$

Recentemente, alguns pesquisadores, especialmente Harrison (2012), têm questionado a realidade física dessa abordagem de separação da magnetização total. Porém, seguindo aqui o procedimento da equação acima, (III.4.17), o modelo diferencial de JA fica composto pelas seguintes equações já vistas:

$$M = M_s \left[\coth \left(\frac{H + (\alpha).M}{a} \right) - \frac{a}{H + (\alpha).M} \right]. \quad (III.1.14)$$

$$M_{anHe} = M_{ir} - k\delta \left(\frac{dM_{ir}}{dHe} \right), \quad (III.4.15)$$

$$M_r = c. (M_{an} - M_{ir}), \quad (III.4.16)$$

$$M = M_r + M_{ir}. \quad (III.4.17)$$

A metodologia original desenvolvida por Jiles e Atherton emprega o campo magnético como variável independente, obtendo-se a magnetização do processo através das equações citadas e, a partir da magnetização, se obtém a indução magnética, B , no material ferromagnético. As equações mencionadas encerram cinco parâmetros físicos, M_s , a , α , k e c , os quais só podem ser determinados a partir de uma curva experimental de histerese (laço correspondente à perda máxima verificada no processo de magnetização do material).

Alguns autores se referem ao modelo original de JA como “modelo direto”, porque a indução magnética é obtida a partir da aplicação de um campo magnético externo. Pesquisadores do GRUCAD/UFSC, em conjunto com o pesquisador M. Lajoie-Mazenc do LEEI/ENSEEIH/URA-CNRS, França (SADOWSKI *et al.*, 2002), (SBBL), desenvolveram o “modelo inverso” de JA, no qual, a partir da indução magnética se obtém o campo magnético. Os parâmetros físicos de ambos os modelos são os mesmos, sendo também obtidos através de levantamento experimental de um laço máximo de curva de histerese.

Neste trabalho, o modelo direto de JA não será utilizado, sendo empregado o modelo inverso de JA (SBBL), que será visto na próxima seção deste capítulo.

III.5- MODELO DIFERENCIAL INVERSO DE JILES-ATHERTON (SADOWSKI, BASTOS, BATISTELA, MAZENC-LAJOIE - SBBL)

Considerando que os dispositivos eletromagnéticos são alimentados em tensão, do ponto de vista experimental, a disponibilização de uma fonte de tensão é muito mais vantajosa que uma fonte de corrente, pois em muitas experiências, fontes com valores de tensão não muito elevados estão disponíveis na maioria dos laboratórios de pesquisa enquanto que a obtenção de uma fonte de corrente, principalmente de correntes elevadas e por razões econômicas, restringe o seu uso em grande parte dos laboratórios de pesquisa. Dessa forma, o modelo de SBBL é extremamente adequado para se estudar o comportamento do fenômeno de histerese em um material ferromagnético e se obter os parâmetros físicos que o caracterizam.

Para a obtenção das equações necessárias à aplicação deste modelo, é preciso, antes, preparar algumas equações da seção anterior (e também da seção III.1) para sua devida aplicação com as equações deste modelo. Assim, combinando as equações (III.4.16) e (III.4.17), obtém-se

$$M = cM_{an} + (1 - c)M_{ir}. \quad (\text{III.5.1})$$

Seguindo, agora, os procedimentos utilizados por Sadowski *et al.* (2002), ter-se-á, derivando-se a equação (III.5.1) em relação à indução efetiva, Be ,

$$\frac{dM}{dBe} = (1 - c) \frac{dM_{ir}}{dBe} + c \frac{dM_{an}}{dBe}. \quad (\text{III.5.2})$$

Porém, pela regra da cadeia, podem-se expressar,

$$\frac{dM}{dBe} = \frac{dM}{dB} \cdot \frac{dB}{dBe}. \quad (\text{III.5.3})$$

Considerando que $Be = \mu_0 H_e$, e observando, da seção III.1 que

$$B_0 + B_{material} = \mu_0(H + M). \quad (\text{III.1.2})$$

e,

$$H_e = H + H_1 = H + (\alpha) \cdot M, \quad (\text{III.1.12})$$

resulta,

$$B = Be - \mu_0(\alpha) \cdot M + \mu_0 M, \quad (\text{III.5.4})$$

cujas derivadas, em relação a B , ficam sendo

$$\frac{dB_e}{dB} = 1 - \mu_0(1 - \alpha) \frac{dM}{dB}, \quad (\text{III.5.5})$$

que substituída na equação (III.5.3), fornece:

$$\frac{dM}{dB_e} = \frac{\frac{dM}{dB}}{\left[1 - \mu_0(1 - \alpha) \cdot \frac{dM}{dB}\right]}. \quad (\text{III.5.6})$$

Por outro lado, a regra da derivação em cadeia quando aplicada à magnetização anisotrópica em relação à indução efetiva resulta em

$$\frac{dM_{an}}{dB_e} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dB_e}. \quad (\text{III.5.7})$$

Como $\frac{dH_e}{dB_e} = 1/\mu_0$ e considerando, também, a equação (III.1.16), ter-se-á, em (III.5.6)

$$\frac{dM_{an}}{dB_e} = \left(\frac{1}{\mu_0}\right) \cdot \left(\frac{M_s}{a}\right) \cdot \left[1 - \coth^2\left(\frac{H_e}{a}\right) + \left(\frac{a}{H_e}\right)^2\right], \quad (\text{III.5.8})$$

ou, simplesmente,

$$\frac{dM_{an}}{dB_e} = \left(\frac{1}{\mu_0}\right) \frac{dM_{an}}{dH_e}. \quad (\text{III.5.9})$$

Analogamente ao que foi feito na determinação das derivadas das equações (III.5.3) e (III.5.3), pode-se fazer

$$\frac{dM_{ir}}{dB_e} = \frac{dM_{ir}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dB_e} = \left(\frac{1}{\mu_0}\right) \cdot \frac{dM_{ir}}{dH_e}. \quad (\text{III.5.10})$$

Observando a equação (III.4.8), a equação (III.5.10) acima se transforma em

$$\frac{dM_{ir}}{dB_e} = \left(\frac{1}{\mu_0 k \delta} \right) (M_{an} - M_{ir}), \quad (III.5.11)$$

na qual, analogamente à equação (III.4.7), tem-se δ valendo +1 quando $\frac{dH}{dt} > 0$ e, assume valor -1 quando $\frac{dH}{dt} < 0$. Uma expressão para M_{ir} pode ser obtida substituindo-se a equação (III.4.10) na (III.4.9). Dessa forma, resulta

$$M_{ir} = (M - c \cdot M_{an}) / (1 - c). \quad (III.5.12)$$

Com a expressão (III.5.12) substituída na equação (III.5.11), obtém-se,

$$\frac{dM_{ir}}{dB_e} = \left(\frac{1}{\mu_0 k \delta} \right) \cdot \left(\frac{1}{1-c} \right) \cdot (M_{an} - M). \quad (III.5.13)$$

Com a expressão (III.5.6) substituída na equação (III.5.2) e isolando-se o termo $\frac{dM}{dB}$, obtém-se

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \cdot \frac{dM_{ir}}{dB_e} + \left(\frac{c}{\mu_0} \right) \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e}}{\left[1 + \mu_0 \cdot (1-c) \cdot (1-\alpha f a) \cdot \frac{dM_{ir}}{dB_e} + c \cdot (1-\alpha f a) \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e} \right]}. \quad (III.5.14)$$

Essa equação é importante, pois ela caracteriza o modelo inverso de Jiles-Atherton mostrando o comportamento da magnetização do material em função da indução magnética, utilizada como variável independente nessa modelagem. Para a sua obtenção, foram usados os mesmos parâmetros físicos que caracterizam o modelo original de *Jiles-Atherton* e, portanto, o modelo inverso de *Jiles-Atherton* os utiliza sem nenhuma necessidade de os modificar.

Um algoritmo numérico para se determinar essa magnetização e, também, o campo magnético a partir da indução magnética, é apresentado no fluxograma da Figura III.5.1. Em geral, o passo de tempo, Δt , utilizado na implementação desse algoritmo situa-se na faixa de $25\mu s$ a $200\mu s$.

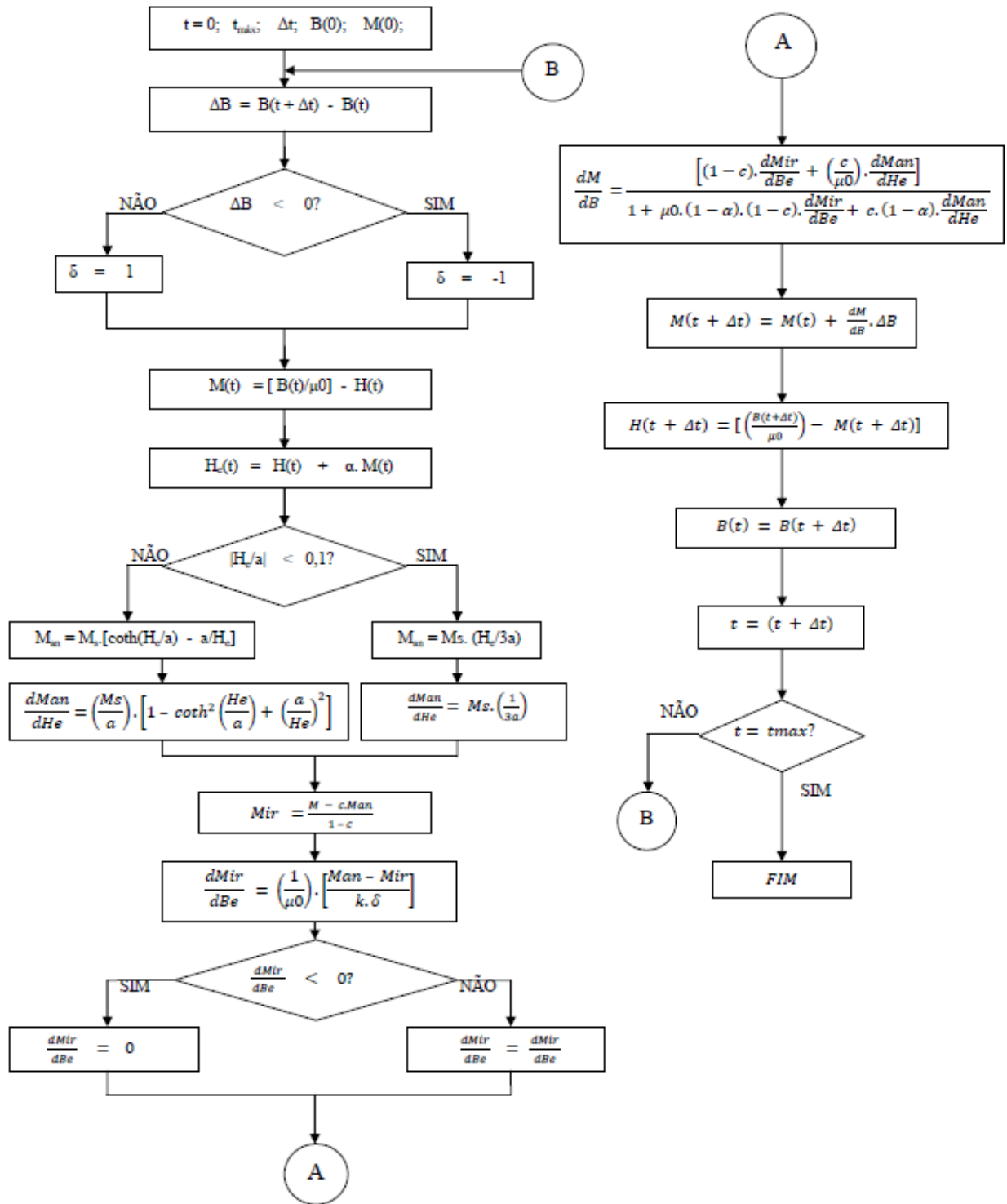


FIGURA III.5.1 – Algoritmo para a determinação de M e H a partir de B pelo modelo inverso de JA

III.6- RELAÇÃO FLUXO-CORRENTE

O modelo escalar inverso de histerese de *Jiles-Atherton* possibilita calcular as variações da magnetização total ou do campo magnético em um material ferromagnético em função das variações da indução magnética no mesmo. Entretanto, estas grandezas magnéticas são de natureza intrínseca e mais apropriadas à modelagem dos materiais magnéticos. Para aplicações em eletrotécnica é mais conveniente uma abordagem das grandezas elétricas nos terminais do dispositivo a ser analisado. Dessa forma, é apropriado que as grandezas magnéticas, campo e indução magnética, sejam convertidas em suas grandezas elétricas correspondentes, corrente e tensão. A relação entre o campo magnético H e a corrente elétrica i é dada pela lei de Ampère:

$$\oint H \cdot dl = Ni, \quad (\text{III.6.1})$$

em que N é o número de espiras de um condutor e dl um elemento infinitesimal do caminho Lm onde se considera a circulação do campo magnético. Para um indutor de caminho magnético médio, Lm , a equação anterior fica

$$H = \frac{Ni}{Lm} \quad (\text{III.6.2})$$

O fluxo magnético através de uma superfície A é definido como:

$$\Phi = \int B \cdot dA, \quad (\text{III.6.3})$$

em que Φ é o fluxo magnético (em Wb) e dA é um vetor unitário apontando para fora da superfície A atravessada pelo fluxo magnético. Sendo possível considerar uma distribuição perpendicular e uniforme de fluxo na seção A , a equação (III.6.3) pode ser simplificada para:

$$\Phi = BA, \quad (\text{III.6.4})$$

da qual se obtém

$$B = \Phi/A. \quad (\text{III.6.5})$$

O fluxo magnético é relacionado com a tensão elétrica pela lei de Faraday:

$$V = N \frac{d\Phi}{dt}, \quad (\text{III.6.6})$$

Assim, o fluxo magnético Φ pode ser interpretado como o espelho da integral da tensão elétrica nos terminais do indutor ou transformador, ponderada pelo número N de espiras.

$$\Phi = \left(\frac{1}{N}\right) \int V dt. \quad (\text{III.6.7})$$

A partir das relações vistas até agora, pode-se representar o circuito magnético do núcleo de um material ferromagnético através do modelo de histerese de *Jiles-Atherton*, substituindo as grandezas $B - H$ pelas grandezas $\Phi - i$.

Assim, da seção III.1, considerando escalarmente a equação (III.1.2), nela isolando H e derivando ambos os lados em relação a B , obtém-se

$$\frac{dH}{dB} = \frac{1}{\mu_0} - \frac{dM}{dB} \quad (\text{III.6.8})$$

onde $\frac{dM}{dB}$ é dada pela equação (III.5.14) da seção III.5.

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \cdot \frac{dM_{ir}}{dB_e} + \left(\frac{c}{\mu_0}\right) \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e}}{\left[1 + \mu_0 \cdot (1-c) \cdot (1-\alpha) \cdot \frac{dM_{ir}}{dB_e} + c \cdot (1-\alpha) \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e}\right]} \quad (\text{III.5.14})$$

A equação (III.5.14) permite determinar variações na magnetização M a partir das variações na indução B . Na abordagem fluxo-corrente, essa equação (III.5.14) pode ser re-escrita a fim de permitir o cálculo das variações de M a partir das variações no fluxo magnético. Empregando a regra da cadeia pode-se obter

$$\frac{dM}{dB} = \left(\frac{dM}{d\Phi}\right) \left(\frac{d\Phi}{dB}\right) = A \cdot \frac{dM}{d\Phi}, \quad (\text{III.6.9})$$

da qual é possível se observar que o modelo de histerese pode ser usado sem modificações nas equações originais utilizando-se o fluxo magnético como variável independente em substituição à indução magnética bastando que se divida a equação (III.5.14) pela seção transversal A .

Assim, usando as equações (III.6.2) e (III.6.5), pode-se re-escrever $\frac{dH}{dB}$ como:

$$\frac{dH}{dB} = \left(\frac{N}{L_m} \cdot A\right) \frac{di}{d\Phi} = \varepsilon \frac{di}{d\Phi}, \quad (\text{III.6.10})$$

Substituindo a equação (III.6.9) na equação (III.6.8) resulta,

$$\frac{di}{d\Phi} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\mu_0} - \frac{dM}{dB} \right) = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\mu_0} - A \cdot \frac{dM}{d\Phi} \right). \quad (\text{III.6.11})$$

Assim, conhecendo as variações do fluxo ($d\Phi$), a equação (III.6.10) possibilita determinar as variações na corrente elétrica (di) nos terminais do dispositivo eletromagnético. O modelo de *Jiles-Atherton* pode ser empregado para representar a relação $\Phi - i$ (laço de histerese) utilizando os mesmos cinco parâmetros originais do modelo (M_s, α, a, k e c), somente adaptando-os para

representar outra classe de grandezas. O parâmetro ε atua como um fator de ponderação entre o modelo de histerese $B - H$ e o modelo fluxo-corrente.

A caracterização do núcleo ferromagnético (obtenção dos cinco parâmetros do modelo) é realizada a partir das grandezas elétricas medidas nos terminais do dispositivo.

III.7- OUTROS MODELOS DE ANÁLISE DE HISTERESE

Muito embora não analisados no texto deste capítulo, há outros modelos aplicáveis à análise do fenômeno da histerese magnética, tais como:

- O modelo de *Preisach* (PREISACH, 1935 *apud* LEITE, 2006). Trata-se de um modelo matemático de implementação complexa, pois exige maior esforço computacional quando comparado com o modelo de JA. Outrossim, a caracterização dos materiais é muito complexa e depende da variável imposta (se a intensidade do campo magnético ou a indução magnética). Entretanto, é um modelo que representa adequadamente a análise dos laços menores do fenômeno de histerese, quando houver interesse no estudo desses laços menores;
- O modelo *Stop* (MIANO *et al.*, 1996; LEITE, 2006). É um modelo bastante apropriado para aplicações numéricas como o Método dos Elementos Finitos (MEF), com formulação a partir do potencial vetorial magnético, onde a indução magnética é conhecida *a priori*. O campo magnético, H , é obtido pela superposição de contribuições de um número de pseudopartículas, conhecidas como “*stop histerons*”, onde cada uma dessas pseudopartículas possui o mecanismo de histerese, não sendo, porém, associadas aos domínios magnéticos. É um modelo baseado no mesmo princípio do modelo de *Preisach*, mas apresenta maior simplicidade na sua formulação matemática, na caracterização do material ferromagnético e em sua implementação numérica;
- O modelo *Play* (BOBBIO *et al.*, 1997; LEITE, 2006). É um modelo dual ao modelo *Stop*, sendo utilizado quando o campo magnético é conhecido antes da indução magnética. Sendo um modelo dual ao modelo *Stop*,

utiliza as mesmas pseudopartículas do modelo *Stop*, aqui denominadas “*play histerons*”, as quais também não são associadas aos domínios magnéticos. Cada pseudopartícula “*play histeron*” possui uma magnetização m_j cuja energia a ela associada depende somente de m_j ;

- Tanto o modelo *Play* quanto o modelo *Stop* são modelos de histerese não baseados em equações diferenciais. A superposição das contribuições dos “*histerons*” é ponderada por uma função característica e o total das contribuições de todos os “*histerons*” modela o comportamento macroscópico do material.

III.8- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO

O objetivo principal deste capítulo foi evidenciar o modelo físico de *Jiles-Atherton* (JA) sobre o fenômeno de histerese magnética. Esse modelo, desenvolvido originalmente em 1983, tem se mostrado como uma técnica poderosa de modelagem do comportamento da histerese magnética, a qual é inerente ao desempenho de qualquer material ferromagnético. O emprego do modelo inverso de JA, utilizando a indução magnética como variável independente para se obter a magnetização do material ferromagnético e, a partir desta, se determinar a intensidade de campo magnético nesse material, mantém o mesmo desempenho do modelo original com o benefício adicional de poder implementá-lo em qualquer laboratório de pesquisa, pois fontes de tensão são facilmente disponíveis em laboratórios em geral, porém fontes de corrente - principalmente as de grande intensidade - nem sempre estão disponíveis em todos os laboratórios.

Muito embora não analisados no texto deste capítulo, outros modelos de histerese magnética existem (PREISACH, 1935 *apud* LEITE, 2006; MIANO *et al.*, 1996; BOBBIO *et al.*, 1997; LEITE, 2006). Contudo, esses modelos são de natureza mais matemática do que física e sua aplicação à análise da histerese magnética exigem uma formulação mais complexa que os modelos de JA.

A abordagem resumida sobre o paramagnetismo e o ferromagnetismo, essenciais ao entendimento do comportamento não linear desses materiais, principalmente os ferromagnéticos, formam a base para a compreensão da

modelagem aqui implementada e que será útil no estudo do comportamento de circuitos tipo RCL* não lineares, um dos quais será visto no próximo capítulo.

A magnetização anisterética, caracterizada pela função de Langevin modificada, a partir da Teoria de Weiss-Heisenberg com a definição do campo magnético efetivo no interior do material, traz uma contribuição importante à modelagem por JA pois introduz três parâmetros físicos dentre os cinco parâmetros utilizados pela modelagem de JA. Ou seja:

- A magnetização de saturação, M_s , a qual tem influência sobre a magnetização máxima e sobre a remanente;
- O parâmetro a que traduz a interação entre os momentos magnéticos no interior do material ferromagnético, bem como sua temperatura de operação;
- A grandeza α , a qual está relacionada à interação entre os domínios magnéticos;

Os parâmetros físicos restantes do modelo de JA caracterizam:

- A reversibilidade da magnetização, identificada pelo parâmetro c ;
- As regiões de bloqueio (os “*pinning sites*”) de movimento das paredes de domínio magnético, expressas pelo parâmetro k .

É interessante observar que a modelagem inversa de JA permite também uma análise em termos do fluxo magnético no núcleo do transformador ou reator e a corrente elétrica no circuito. Esse ponto de vista é melhor utilizado quando aplicado em Eletrotécnica.

Uma alternativa para a abordagem da magnetização anisterética é o modelo de Frölich, sempre que a modelagem da magnetização anisterética utilizando-se Langevin conduzir os cálculos a uma divergência numérica.

CAPÍTULO IV- MODELAGEM DO FENÔMENO DE FERRORESSONÂNCIA PELO MODELO INVERSO DE JILES-ATHERTON

IV.1- INTRODUÇÃO AO FENÔMENO DE FERRORESSONÂNCIA

Segundo a Norma (IEEE C37.100 – *Standard Definitions for Power Switchgear*, 1992), “Ferroressonância é uma condição de ressonância elétrica associada com a saturação de um dispositivo eletromagnético, como um transformador, através de capacitâncias”.

Portanto, conforme já mencionado no capítulo I, materiais ferromagnéticos presentes em elementos indutivos de circuitos, em associação com elementos capacitivos e resistivos de reduzido valor de resistência ôhmica, podem conduzir – em determinadas circunstâncias – o circuito elétrico assim formado à condição de oscilações elétricas auto-sustentadas, as quais caracterizariam, então, o fenômeno de ferroressonância. Ao que parece, Bethenod (1907, *apud* JACOBSON, 2002), foi um dos primeiros que analisou esse tipo de fenômeno descrevendo-o como “ressonância em transformador”.

Porém, o uso do termo “ferroressonância”, salvo correção, foi empregado pela primeira vez por Boucherot (1920 *apud* JACOBSON, 2002), ao analisar um circuito RCL* série no qual detectou a existência de dois pontos de operação estável de frequência fundamental. Passados quase cem anos dessas primeiras abordagens, o fenômeno de ferroressonância ainda não foi, por completo, explorado e analisado, sobretudo pela sua natureza de imprevisibilidade e pelas dificuldades inerentes à avaliação do comportamento de materiais magnéticos, em especial os de natureza ferromagnética. É claro que muitos circuitos elétricos com comportamento ferroressonante foram devidamente analisados com o auxílio de muitas ferramentas físicas e matemáticas como por exemplo, teoria de controle (SWIFT, 1969), teoria da bifurcação (KIENY, 1991), análise pelo algoritmo de Newton-Raphson (NAIDU; de SOUZA, 1997), análise pelas variáveis de estado com diagramas de bifurcação e mapas de Poincaré (DEANE, 1993), método do balanço harmônico (GERMOND, 1975 *apud* JACOBSON *et al.*, 2002), método da amplitude lentamente variável (GUCKENHEIMER; HOLMES, 1990 *apud* JACOBSON, 2002) permitindo a

compreensão de diversos comportamentos diferentes desses circuitos frente a esse tipo de fenômeno (geração de frequências harmônicas, subharmônicas, quase-periódica, caóticas, etc.), sendo que mais de 50% desses estudos foram realizados na segunda metade do século XX e início deste século XXI.

Porém, apesar de todo o avanço já obtido na análise desse fenômeno, a ferroressonância continua a aparecer em SEP (e também em sistemas elétricos industriais) além de surpreender os analistas. Mas esse fato não deve causar surpresas, pois o fenômeno é, de fato, de difícil previsão, pois estudos de pré-projeto e pré-operacionais não conseguem abranger e abordar todas as variáveis envolvidas na construção e operação de um SEP, porque é muito elevada a relação custo/benefício para se minimizar a probabilidade de ocorrência desse fenômeno, a partir desses estudos. O que se procura fazer, na prática, é tentar se evitar – sempre que a configuração elétrica e de topologia do sistema permitir – a combinação de elementos capacitivos e indutivos não lineares de tal modo que possam levar o sistema a uma condição de ferroressonância. Evidentemente, isso não exclui a probabilidade de seu aparecimento.

As origens do fenômeno de ferroressonância podem ser diversas, desde transitórios no sistema elétrico, passando por ocorrência ou remoção de faltas, até energização ou desenergização de transformadores ou cargas indutivas, ou mesmo atividades em circuitos energizados (abertura manual de seccionadores monopolares). Como consequências, podem surgir sobretensões e, em alguns casos, sobrecorrentes de valores elevados mantidos continuamente, bem como o aparecimento de grandes distorções nas formas de onda das tensões, ou mesmo sobreaquecimento em transformadores quando operando a vazio, além da produção de ruído agudo excessivo e contínuo em transformadores e reatores, sendo que a ferroressonância acarreta até, em determinadas situações, descoordenação e atuação indevida do sistema de proteção. Algumas soluções práticas podem ser sugeridas e implementadas, conforme descritas a seguir, entretanto, muitas delas sem garantia de sucesso em todas as situações:

- **Evitar a energização a vazio de transformadores**

Este procedimento não é uma prática comum em algumas concessionárias de energia elétrica. Pelo contrário, muitas delas têm tradição na energização em vazio de transformadores de subestações por, no mínimo, um período de 24 horas

anteriores à colocação de carga. A justificativa para tal comportamento é, em certa medida, coerente porque objetiva avaliar eventuais ocorrências de defeitos que possam surgir ao se colocar o equipamento em operação. Ou seja, tal procedimento assemelha-se muito do comportamento padrão adotado na indústria eletrônica que procura determinar a “taxa de mortalidade infantil” de componentes quando do início de sua operação.

- **Eliminar operações monopolares ou proteções por chaves fusíveis**

As proteções por chaves fusíveis são uma prática comum em algumas concessionárias, porém não em todas. Usualmente, os transformadores de serviços auxiliares em subestações e os transformadores em redes de distribuição de energia elétrica são protegidos por chaves fusíveis. Para o caso dos transformadores de serviços auxiliares em subestações, a solução é, em parte, simples, mas algumas concessionárias já abandonaram essa prática, porque vivenciaram a ocorrência do fenômeno de ferroressonância quando da abertura de uma ou mais fases desses circuitos, pois – invariavelmente – esses transformadores são alimentados, na alta tensão, por meio de cabos de energia isolados, diretamente enterrados no solo ou através de dutos de PVC. Porém, outras concessionárias de energia elétrica ainda mantêm ativa a prática da proteção desses transformadores por meio de chaves fusíveis em seu lado de alta tensão. Uma das justificativas dessas concessionárias para a manutenção desse tipo de proteção é que, estatisticamente, o fenômeno da ferroressonância jamais ocorreu nesses sistemas (ou ocorreu esporadicamente). Esse modo de ver é, tecnicamente, injustificável e requer um trabalho de convencimento que só pode vir por meio de uma análise técnica cientificamente embasada, aliada a uma análise econômico-financeira da questão.

Já para os transformadores em redes de distribuição, a solução não é tão simples assim porque, normalmente, as redes são - em sua maioria – aéreas e a própria transposição dos condutores na alta tensão reduz muito a capacitância da rede o que, estatisticamente, deve reduzir a incidência do fenômeno de ferroressonância. Há, contudo, uma ressalva que se deve fazer com relação às redes de natureza subterrâneas, uma vez que estas são, essencialmente, providas por meio de cabos de energia e questões econômicas e de espaço físico limitam a transposição desses condutores. A densidade urbana é um fator importante e preponderante no desenvolvimento e crescimento desse tipo de rede e, por isso,

alguma atenção especial deve a elas ser dada relativamente ao problema de ferroressonância. Ainda com relação a equipamentos ou sistemas protegidos por chaves fusíveis, algumas concessionárias que possuem sistemas isolados alimentados por meio de cabos de energia dispõem de reatores de aterramento protegidos por chaves fusíveis. Essa configuração é propícia ao surgimento de fenômenos de ferroressonância.

Via de regra, as operações monopolares que podem resultar em situações críticas em relação ao surgimento da ferroressonância, se restringem aos sistemas de distribuição e sub-transmissão, os quais operam com tensões nominais de 13,8 kV ou de 34,5 kV, porquanto – por razões econômicas – os chaveamentos monopolares nesses sistemas são resultantes da utilização de seccionadores monopolares com operação manual.

Os chaveamentos monopolares em sistemas de transmissão de alta e extra alta tensão, em determinadas situações, podem apresentar condições favoráveis ao aparecimento da ferroressonância nas configurações de linhas longas (elevadas capacitâncias) terminadas em transformadores (PORTELA *et al.*, 1987) e em reatores de linha na configuração estrela com reator de neutro. A presença do reator de neutro nesses sistemas garante a extinção do arco secundário pós falta fase-terra e reduz o 1º pico da tensão de restabelecimento transitória, permitindo o religamento monopolar nas LTs que apresentam esse tipo de configuração.

- **Não realizar trabalhos em circuitos com configurações tipo cabo de energia-transformador, quando o comprimento do cabo exceder a certos valores críticos**

Esta é uma situação particular da operação monopolar manual, pois é evidente que determinados comprimentos de cabos de energia apresentam reatâncias capacitivas críticas em relação à reatância de magnetização (ou indutiva) de transformadores. Cada caso requer uma análise acurada dessa situação, com a finalidade de se verificar se se encontra ou não dentro dessa relação crítica.

- **Em sistemas com neutro isolado, evitar conexões primárias de Transformadores de Potenciais (TPs) em estrela aterrada; Se esse tipo de ligação for inevitável, deve-se assegurar que o projeto do núcleo do TP permita a sua operação em baixos valores de indução**

Em sistemas com neutro isolado esta situação nem sempre é possível de ser evitada, pois TPs com ligação em triângulo (ou em triângulo aberto) exigem sistemas de proteção específicos para detecção de defeitos à terra, além do que invariavelmente conduzem a um dimensionamento excessivo do resistor de carga em seu secundário, necessitando de uma fabricação especial para esse tipo de resistor, o que torna essa eventual solução anti-econômica, notadamente quando se considera que são milhares de unidades de TPs instaladas em todas as subestações de uma concessionária de energia. Para determinadas aplicações, a operação com valores extremamente baixos de indução pode comprometer a classe de precisão dos TPs, principalmente para os casos de medição de faturamento.

IV.2- ANÁLISE DE UM CIRCUITO RCL*

Um circuito RCL* típico não linear série está representado na Figura IV.2.1, indicada a seguir:

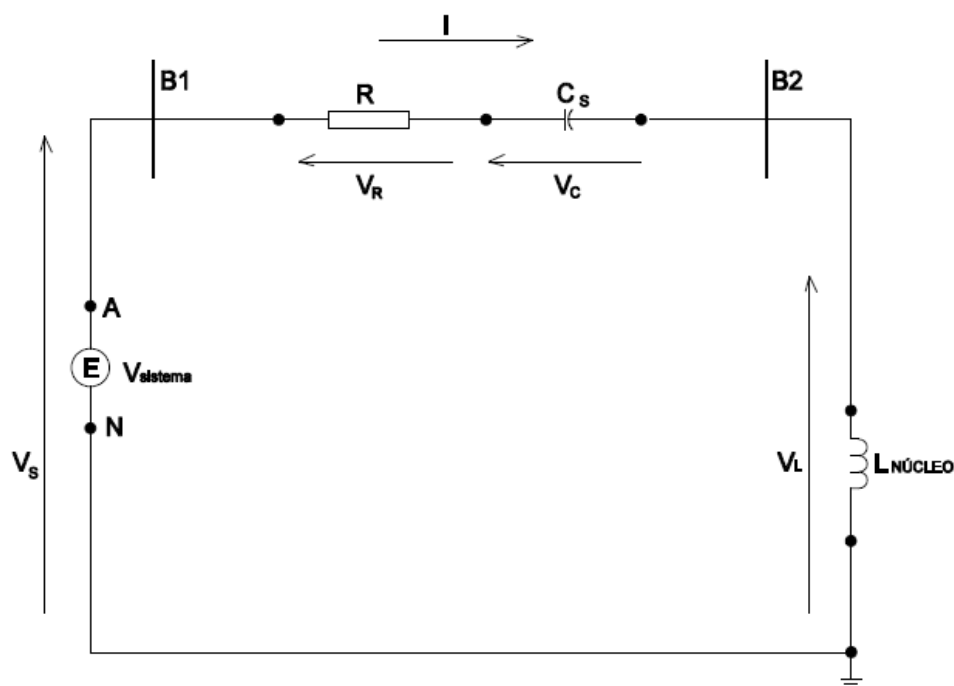


FIGURA IV.2.1 – Circuito RCL* típico não linear série

Nesse circuito, E representa uma fonte de tensão do sistema com tensão $V_{SISTEMA}$. R é uma resistência ôhmica, C_s caracteriza uma capacitância série e $L_{NÚCLEO}$ indica uma indutância não linear. V_s é indicativa do valor da tensão aplicada a esse circuito (normalmente de natureza alternada com característica senoidal), V_R , V_C e V_L representam, respectivamente, as tensões resultantes sobre a resistência, capacitância e indutância não linear.

É possível a ocorrência de ferroressonância nesse tipo de circuito RCL* série.

Por circuito série está se referindo a uma associação série entre um elemento capacitivo e um elemento indutivo não linear, em conjunto com um elemento resistivo tendo este, em geral, baixo valor de resistência ôhmica.

Um circuito paralelo, tipo RCL*, no qual ocorre a associação paralela de um elemento capacitivo com um elemento indutivo não linear, pode também, apresentar o fenômeno de ferroressonância. Swift (1969) em seu artigo, analisa um circuito RCL* de topologia tipo paralelo e critica alguns pesquisadores, principalmente Odessey e Weber (1938) e Thomson (1939a) da primeira metade do século XX por terem analisado e divulgado a noção de que esse fenômeno era exclusivo de circuitos, predominantemente, tipo série. Também Travis e Weygandt (1938), e McCrumm (1941), dentre outros, analisaram circuitos RCL* série e conseguiram obter, talvez pela primeira vez, o fenômeno de ferroressonância subharmônica. Mas, nessa mesma época Thomson (1939b), fez uma excelente análise de um circuito RCL* paralelo, mesmo usando equação diferencial de primeira ordem.

É possível realizar uma análise do comportamento do circuito da Figura IV.2.1, considerando a seguinte equação, na qual todas as variáveis são funções do tempo:

$$V_s = V_R + V_C + V_L = R \cdot i(t) + V_C + \frac{d(L \cdot i(t))}{dt} \quad (\text{IV.2.1})$$

na qual se tem

$$i(t) = C_s \cdot \frac{dV_C}{dt} . \quad (\text{IV.2.2})$$

Nesse circuito, L ($L_{NÚCLEO}$) é a indutância não linear do TP, C_s é a capacitância série, R é a resistência série, $i(t)$ é a corrente série, V_s é a tensão senoidal (fase-terra) de alimentação do circuito, V_R é a tensão sobre a resistência série, V_C é a tensão sobre a capacitância série e, V_L é a tensão sobre o transformador.

Na equação (IV.2.1) pode-se re-escrever o produto $L.i(t)$, como

$$L.i(t) = N.\Phi, \quad (IV.2.3)$$

em que N é o número de espiras da bobina correspondente ao enrolamento que envolve o núcleo do indutor ou transformador. Φ é o fluxo magnético que atravessa a área A da bobina. Sem perda de generalidade, pode-se considerar A como sendo a área da seção transversal do núcleo do indutor ou transformador. O fluxo, então, pode ser dado por

$$\Phi = B.A \quad (IV.2.4)$$

em que B é a densidade de fluxo magnético no núcleo do transformador ou reator.

Derivando ambos os lados dessa última equação em relação ao tempo, resulta:

$$\frac{d\Phi}{dt} = A \frac{dB}{dt}. \quad (IV.2.5)$$

Pela Lei circuital de Ampère (LEITE, 2002) e conforme a equação (III.6.2) da seção III, o campo magnético H , provocado pela corrente i que circula pela bobina que envolve o núcleo do transformador, é consequência da força magneto-motriz por unidade de comprimento do caminho médio percorrido pelo fluxo magnético no interior desse núcleo, tal que esse caminho seja sempre perpendicular à seção transversal desse núcleo.

Assim,

$$i(t) = H(t) \cdot \frac{Lm}{N} \text{ , ,} \quad (\text{IV.2.6})$$

na qual Lm representa o comprimento do caminho médio ao longo do núcleo.

Comparando as relações (IV.2.2) e (IV.2.6) resulta

$$\frac{dV_c}{dt} = \left(\frac{1}{Cs} \right) \cdot H(t) \cdot \frac{Lm}{N} \text{ ,} \quad (\text{IV.2.7})$$

Substituindo na equação (IV.2.1) as equações (IV.2.3) e (IV.2.6) e considerando também a expressão (IV.2.5), resulta:

$$V_s = \left(R \cdot \frac{Lm}{N} \right) H(t) + V_c + NA \frac{d(B)}{dt} \text{ ,} \quad (\text{IV.2.8})$$

da qual pode-se obter a variação, com o tempo, da indução magnética em função dos demais parâmetros do circuito. Ou seja,

$$\frac{d(B)}{dt} = \left(\frac{1}{NA} \right) \left[V_s - \left(R \cdot \frac{Lm}{N} \right) H(t) - V_c \right] \quad (\text{IV.2.9})$$

Em função da corrente no circuito e com o auxílio da relação (IV.2.7) a qual informa como varia com o tempo a tensão V_c sobre a capacitância, é possível obter - a partir da equação (IV.2.9) - o comportamento de variação temporal da indução magnética no núcleo do transformador. Essas equações podem, então, serem implementadas, numericamente, com base no algoritmo da Figura III.5.1, mostrado na seção III.

IV.3- VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DA MODELAGEM FLUXO - CORRENTE

Uma das contribuições desta dissertação foi adaptar a modelagem de histerese de dispositivos magnéticos, a qual é escrita em termos de grandezas magnéticas, para uma modelagem através das grandezas terminais do dispositivo, ou seja, tensões e correntes. Para tanto, na seção III.6 foi apresentada a metodologia fluxo – corrente. Nesta seção IV.3 o circuito RCL* é simulado através da metodologia proposta e os resultados são comparados com curvas experimentais.

Com o auxílio do Laboratório de Pesquisas do GRUCAD/UFSC, foi possível a realização de ensaio de um circuito RCL* não linear série com o objetivo de se obter o registro do fenômeno de ferroressonância experimentalmente. O circuito montado em bancada experimental está esquematizado na Figura IV.3.1.

$C_1 = 60,75\mu F; 250V$

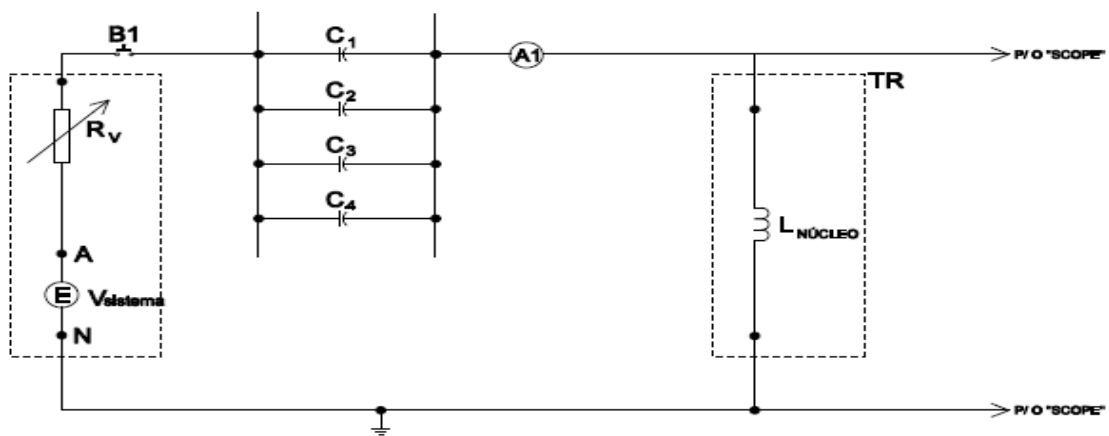


FIGURA IV.3.1 – Circuito experimental para análise da ferroressonância

A resistência total do circuito foi ajustada em $R_v = R = 2 \Omega$ e a tensão da fonte, ajustada em $V_{\text{sistema}} = V_{\text{PICO}} = 32 \text{ V}$. TR é um pequeno transformador com tensão nominal primária de 220 V, 60 Hz. O secundário de TR foi mantido em circuito aberto, conservando TR como um indutor. Os parâmetros utilizados do modelo de JA e associados ao núcleo desse TR foram $M_s = 1,23 \cdot 10^5 \text{ A/m}$, $a = 2,15 \text{ A/m}$, $k = 1,87 \text{ A/m}$, $c = 0,50$, $\alpha = 54,9 \cdot 10^{-6}$, obtidos de material

ferromagnético (chapa de aço ao silício) caracterizado e catalogado no acervo do GRUCAD/UFSC.

IV.3.1- Resultados da Simulação

A simulação do circuito, utilizando-se o “*software*” MATLAB, demonstrou os seguintes comportamentos na tensão, V_L , sobre o transformador, na tensão, V_C , sobre o capacitor e na corrente, I , do circuito, conforme se pode observar nas Figuras IV.3.2, IV.3.3 e IV.3.4. Verifica-se que o circuito evolui para um estado ferroressonante após, aproximadamente, 50 ms de excitação da tensão da fonte, tendendo a estabilizar o estado ferroressonante com tensão de pico em torno de 60 V sobre o transformador. Também uma tensão de pico próxima a 60 V se mantém no estado ferroressonante sobre a associação dos capacitores, e a corrente no circuito se mantém próxima a 16 A de pico. A Figura IV.3.5 revela que nos instantes de tensão máxima sobre o transformador, a corrente no circuito não se anula. A Fig. IV.3.6 indica o comportamento da indutância do circuito, a qual tem comportamento variável dentro de limites definidos, em função do comportamento do núcleo do transformador. As Figuras IV.3.7 e IV.3.8 mostram que a ferroressonância é de modo fundamental por apresentar uma grande presença da componente de 60 Hz. Também há a presença de alguns harmônicos da tensão sobre o transformador, sendo evidente a componente de 300 Hz. Pela Figura IV.3.8 observa-se a expansão dos sinais da componente de frequência fundamental e da componente de 3º harmônico no circuito. A Fig. IV.3.9 mostra a comparação de comportamento entre a tensão da fonte e a corrente no circuito.

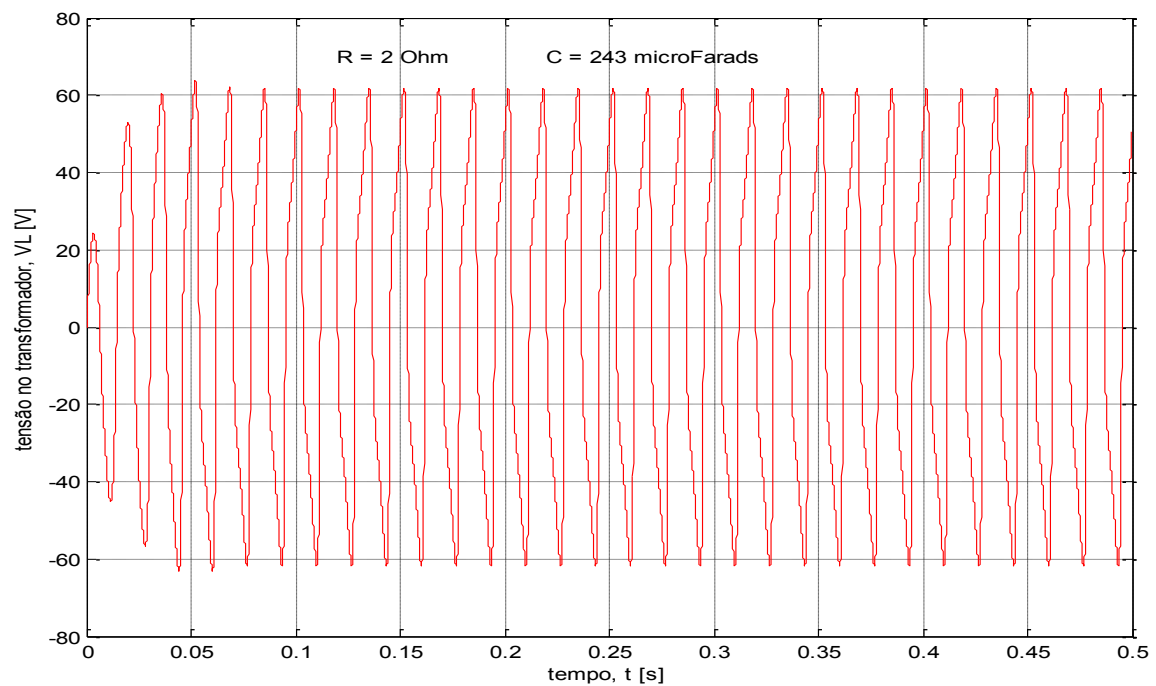


FIGURA IV.3.2 – Circuito Experimental – simulação. Tensão, V_L , no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

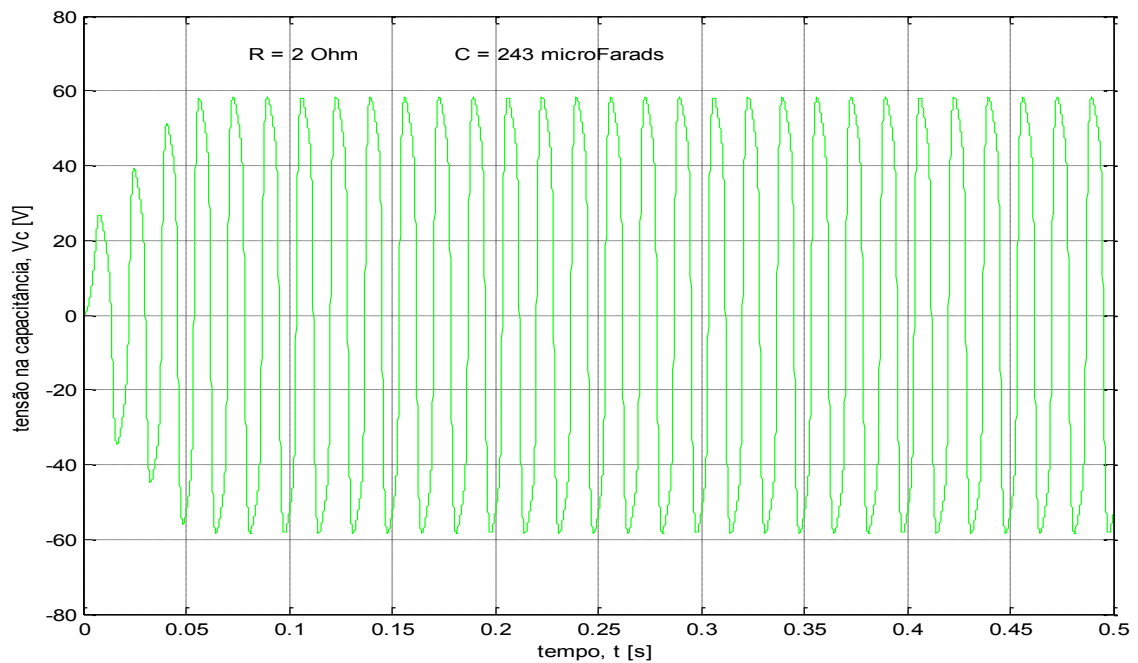


FIGURA IV.3.3 – Circuito Experimental – simulação. Tensão, V_C , no capacitor com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

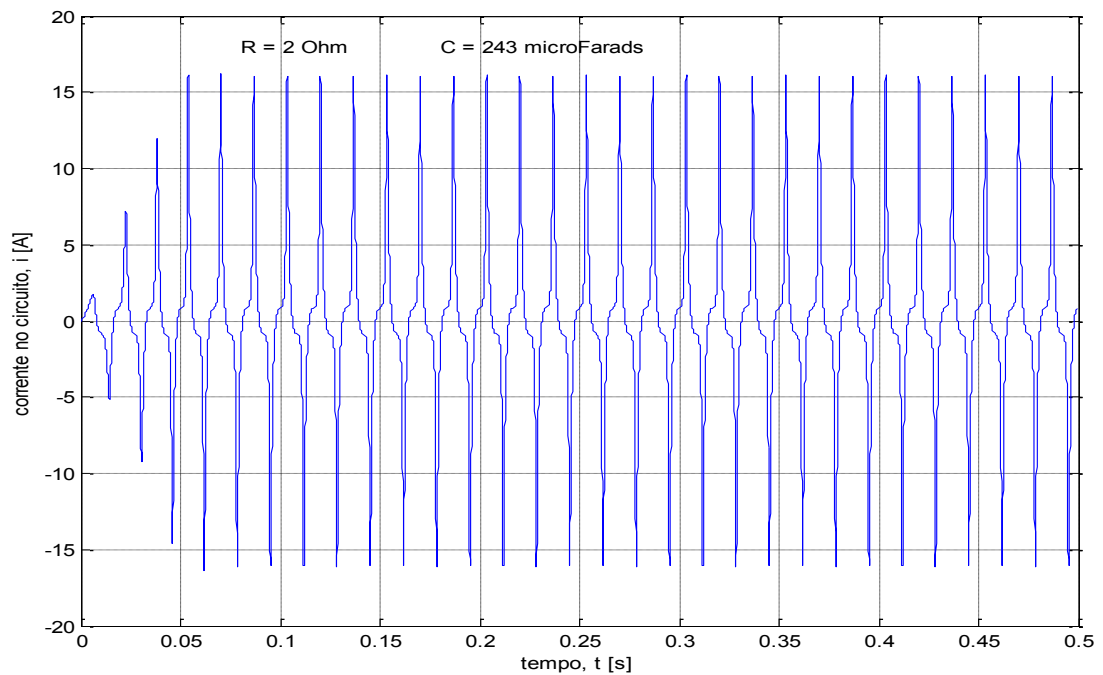


FIGURA IV.3.4 – Circuito Experimental – simulação. Corrente, i , no circuito com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

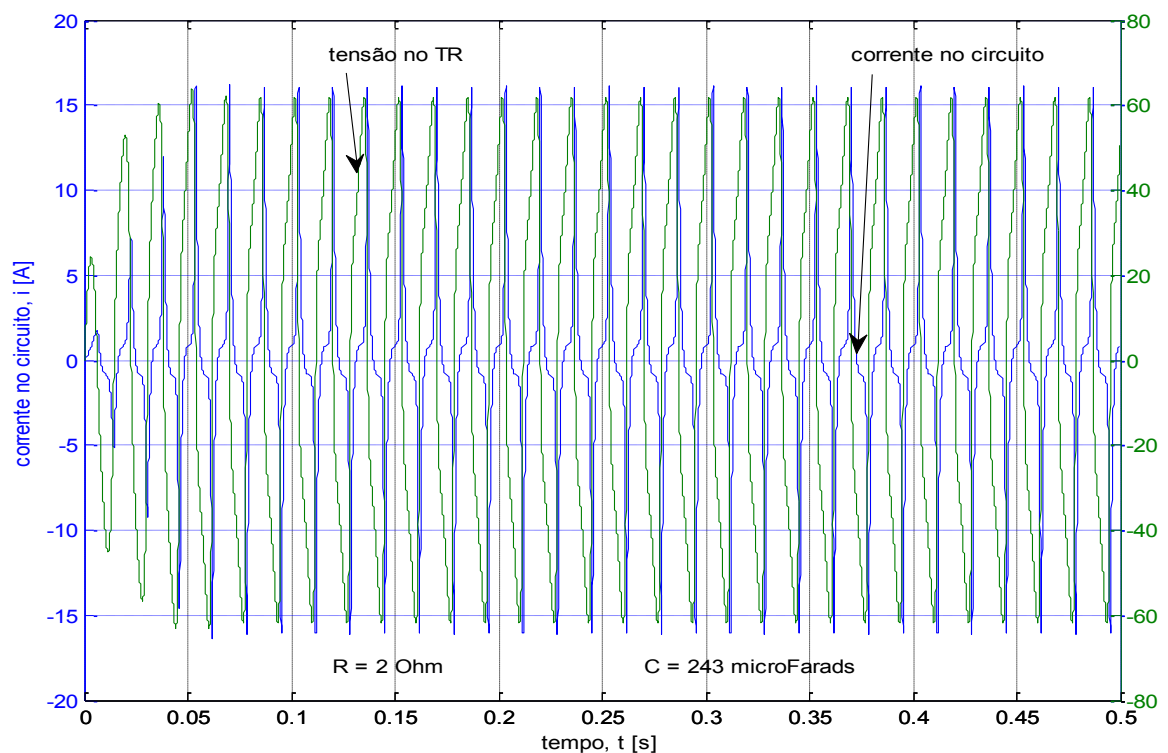


FIGURA IV.3.5 – Circuito Experimental – simulação. Corrente no circuito, i , e tensão, V_L , sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

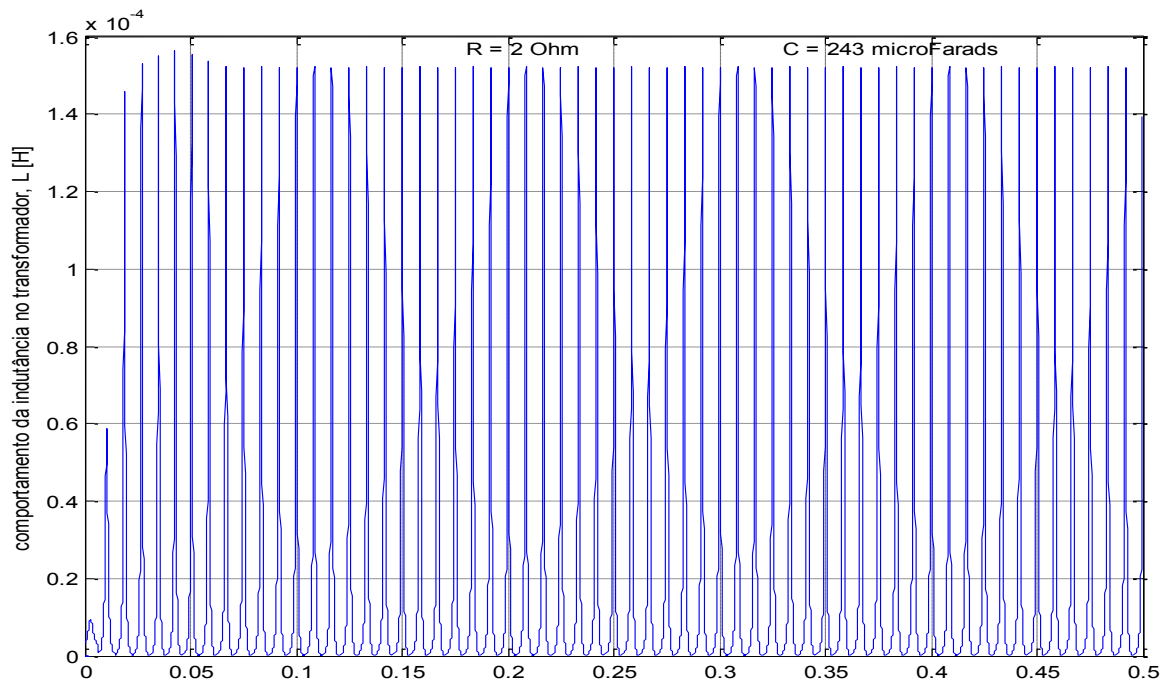


FIGURA IV.3.6 – Circuito Experimental – simulação. Variação da indutância no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

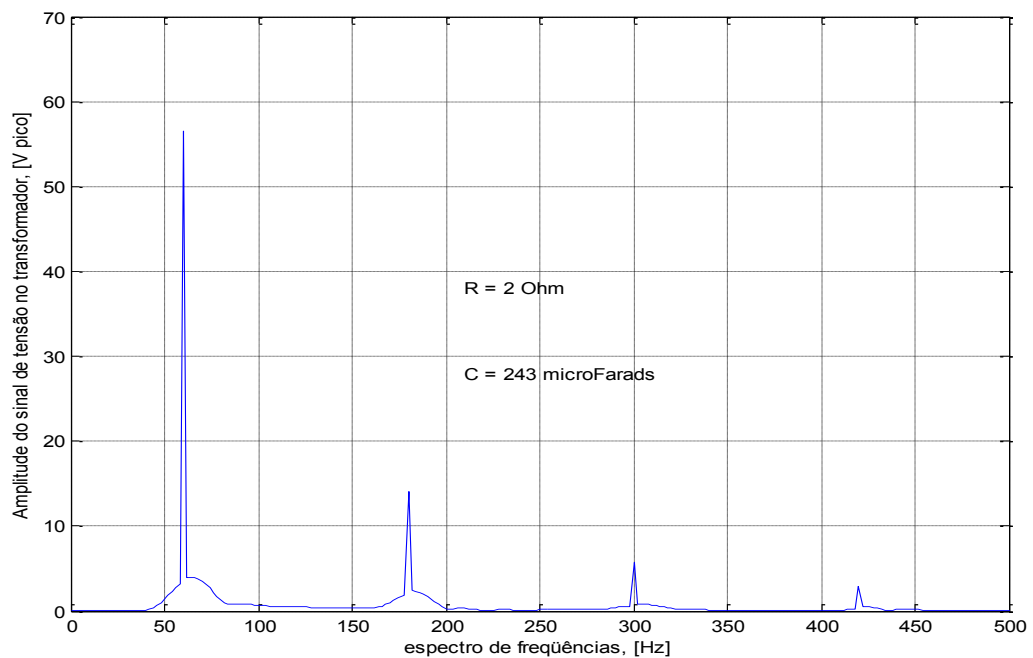


FIGURA IV.3.7 – Circuito Experimental – simulação. Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

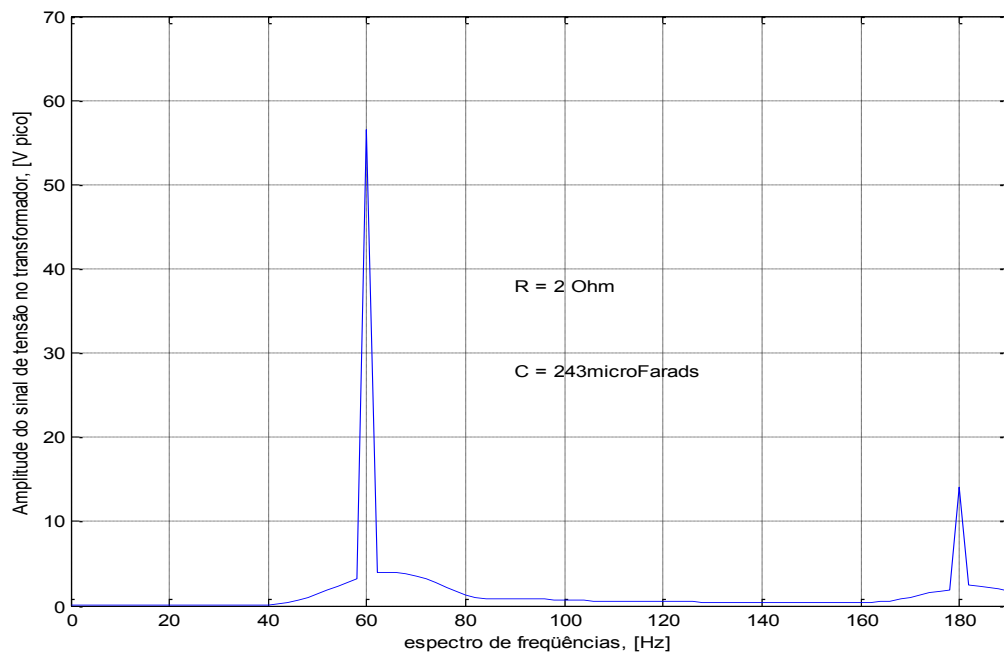


FIGURA IV.3.8 – Circuito Experimental – simulação. Expansão do sinal da componente fundamental e do sinal de 3º harmônico da tensão sobre o transformador, com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

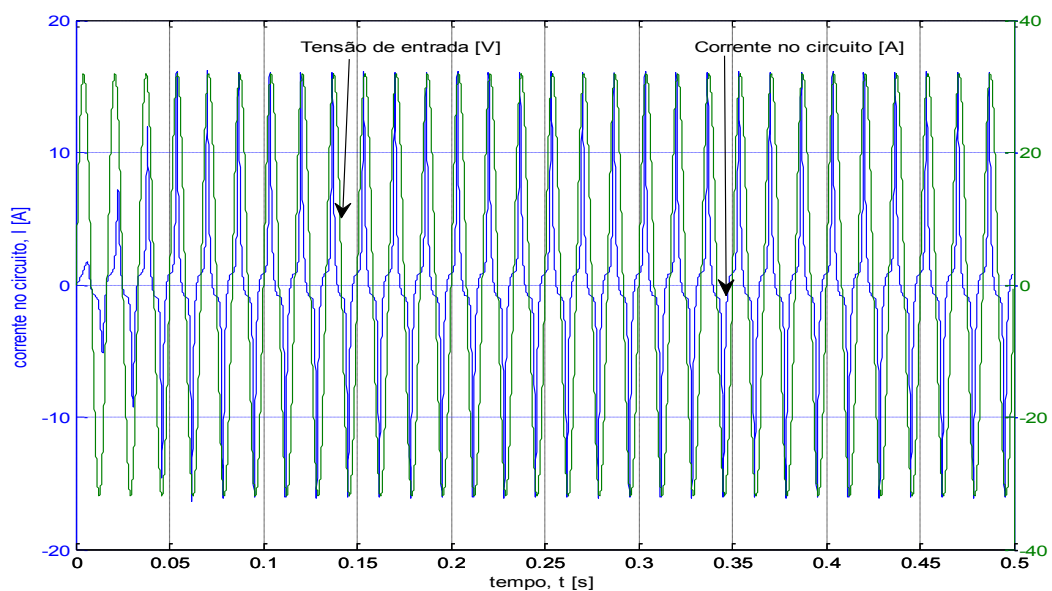


FIGURA IV.3.9 – Circuito Experimental – simulação. Comportamento da corrente no circuito e da tensão da fonte (leitura na escala vertical direita) com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

IV.3.2- Resultados Experimentais

No ensaio em bancada experimental, tanto a resistência total do circuito quanto a tensão da fonte também ficaram ajustadas, respectivamente, em $R_v = R = 2 \, \Omega$, e $V_{\text{sistema}} = V_{\text{PICO}} = 32 \, \text{V}$. O secundário de TR também permaneceu em circuito aberto, mantendo-se como um indutor. Um dispositivo de segurança interrompia a alimentação do circuito quando a corrente se aproximava dos 5 A.

Os gráficos de comportamento do circuito na fase experimental estão representados pelas Figuras IV.3.10 a IV.3.17. Considerando a tensão aplicada pela fonte, verifica-se o surgimento de sobretensões sobre a associação de capacitores e também sobre o transformador, com valores significativos. Com a finalidade de não se danificar o equipamento sob ensaio, a faixa de tempo de aplicação da tensão da fonte foi, relativamente, bastante reduzida. Sendo as sobretensões observadas sobre os capacitores e sobre o transformador de natureza “sustentadas”, verifica-se a partir delas, um comportamento ferroressonante de modo fundamental no circuito, apresentando uma componente de 3º harmônico, como indicam as Figuras IV.3.13 e IV.3.14. A Figura IV.3.15 revela o comportamento da tensão sobre o transformador e a corrente no circuito. A Figura IV.3.16 mostra a comparação entre as tensões sobre o transformador nas situações experimental e de simulação, revelando excelente grau de concordância entre elas. Também a Figura IV.3.17 indica a comparação entre o resultado experimental e o simulado das correntes no circuito, mostrando – igualmente – uma excelente concordância entre ambas, o que permite verificar – por essas figuras – o grau de precisão do modelo de JA na análise do comportamento de um material ferromagnético em um circuito elétrico. O laço fluxo-corrente simulado revela uma excelente concordância com o comportamento do fluxo magnético no núcleo do transformador em função da corrente no circuito. Muito embora algumas simplificações tenham sido introduzidas na modelagem do circuito como, por exemplo, a distribuição uniforme do fluxo na área da seção transversal do núcleo, um caminho magnético médio e fixo nesse núcleo e, também, a desconsideração da dispersão do fluxo no núcleo do transformador, a precisão obtida revela a adequação do modelo inverso de JA na análise do comportamento não linear de indutores saturados.

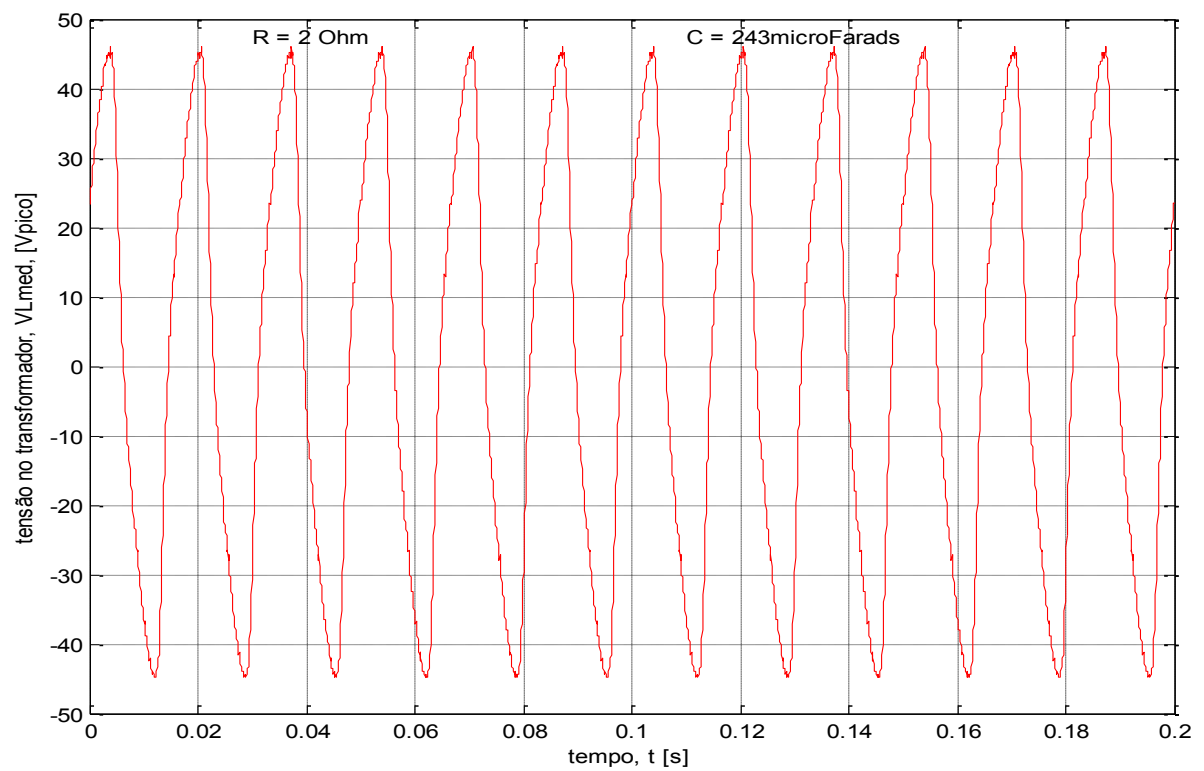


FIGURA IV.3.10 – Resultado Experimental – tensão no transformador

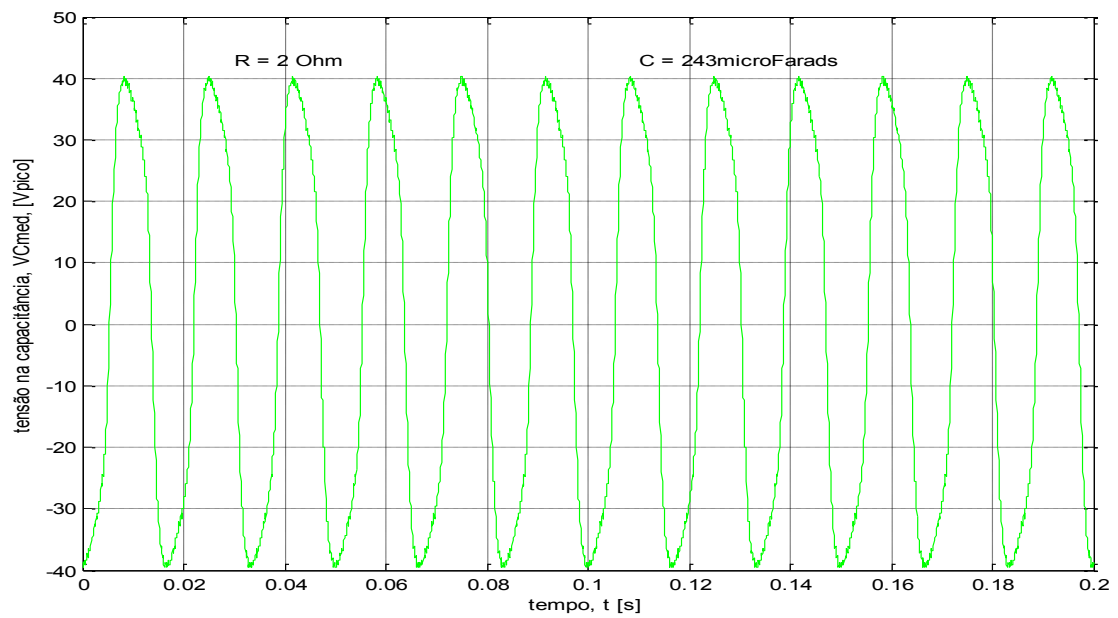


FIGURA IV.3.11 – Resultado Experimental – tensão no capacitor

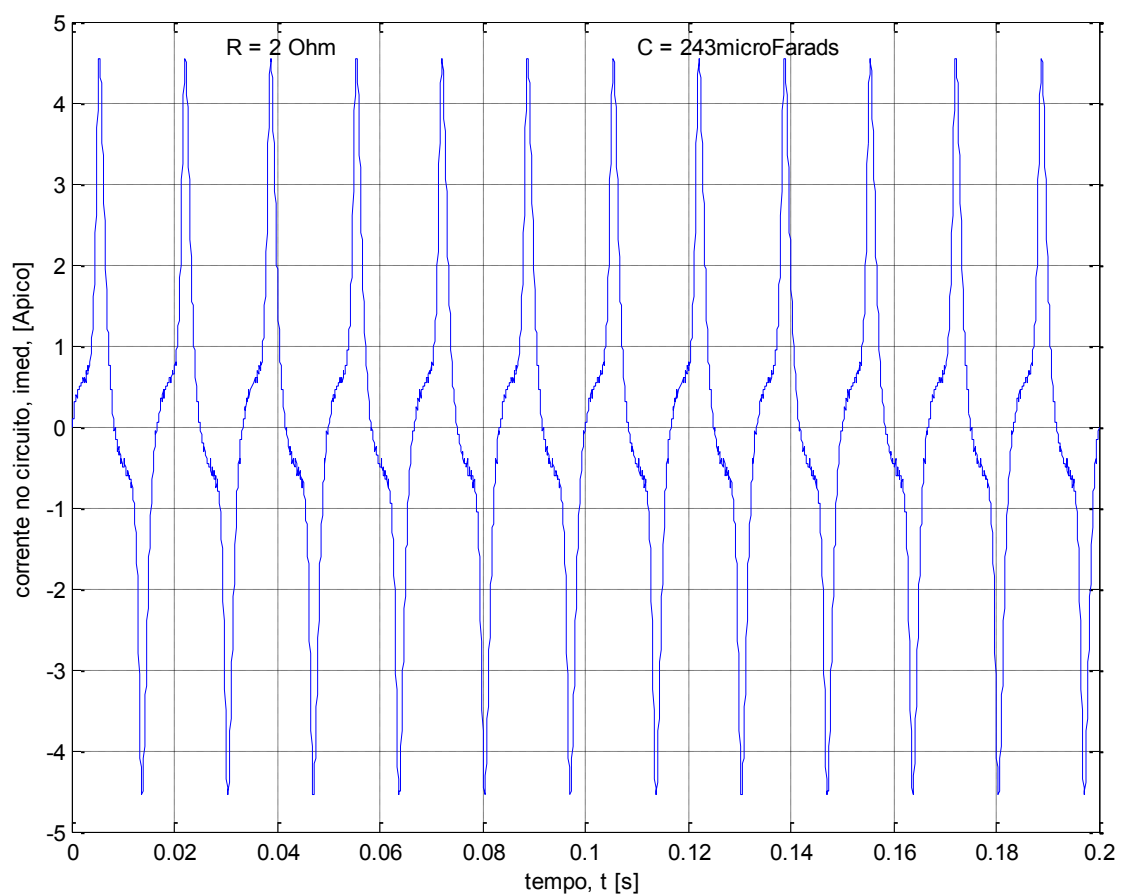


FIGURA IV.3.12 – Resultado Experimental –corrente no circuito

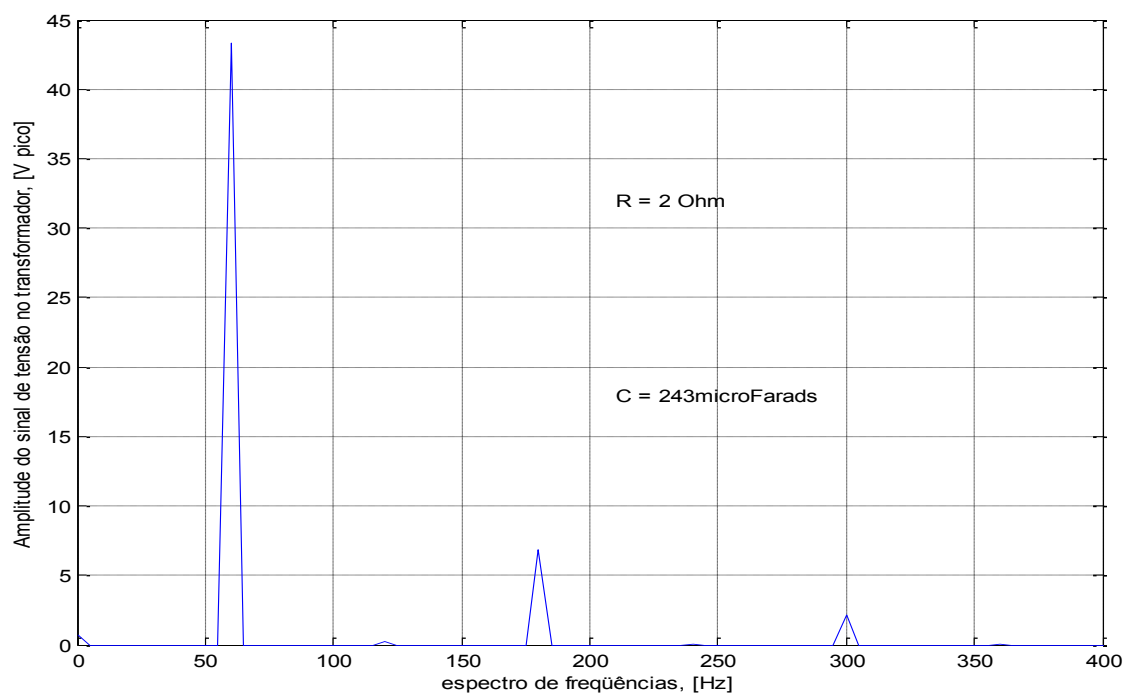


FIGURA IV.3.13 – Resultado Experimental – espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador

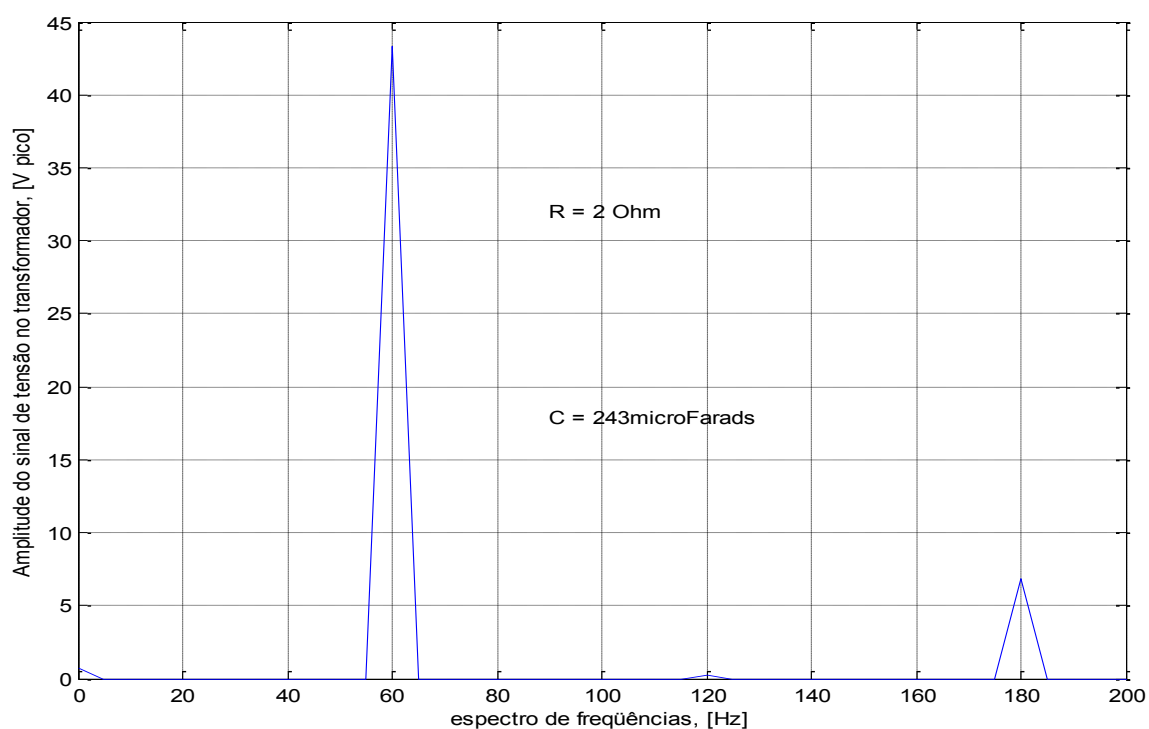


FIGURA IV.3.14 – Resultado Experimental – expansão do sinal da componente fundamental e do sinal de 3º harmônico da tensão sobre o transformador

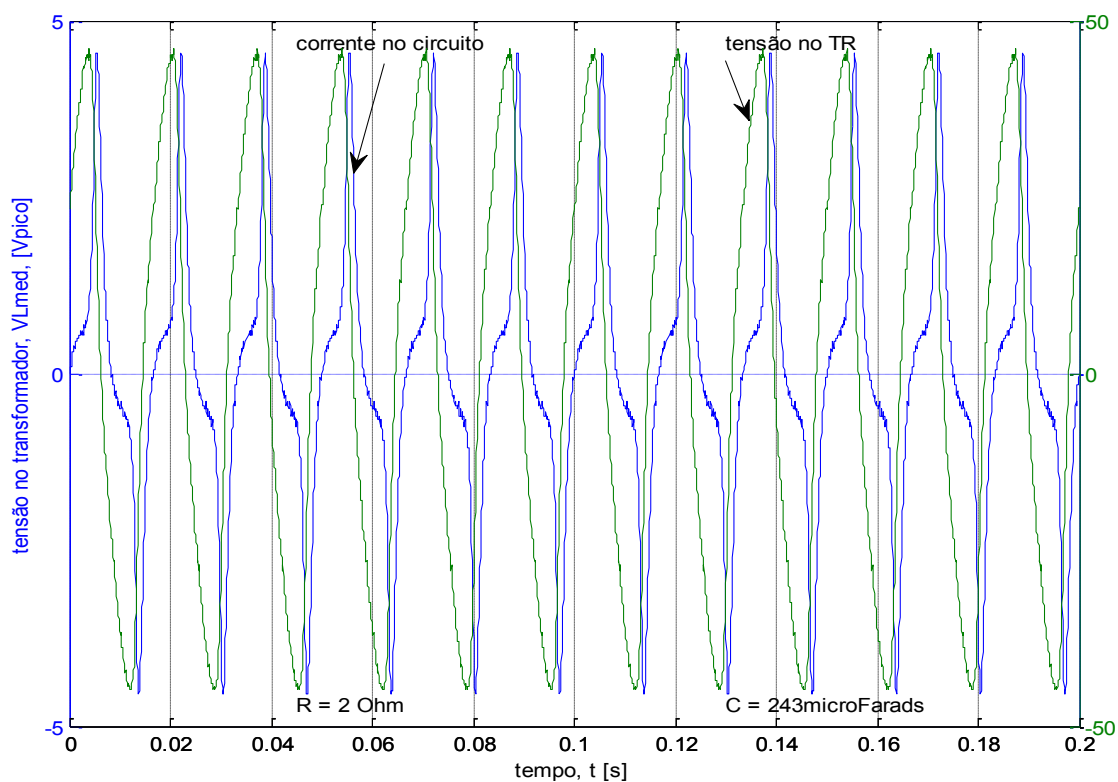


FIGURA IV.3.15 – Resultado Experimental – corrente no circuito e tensão sobre o transformador

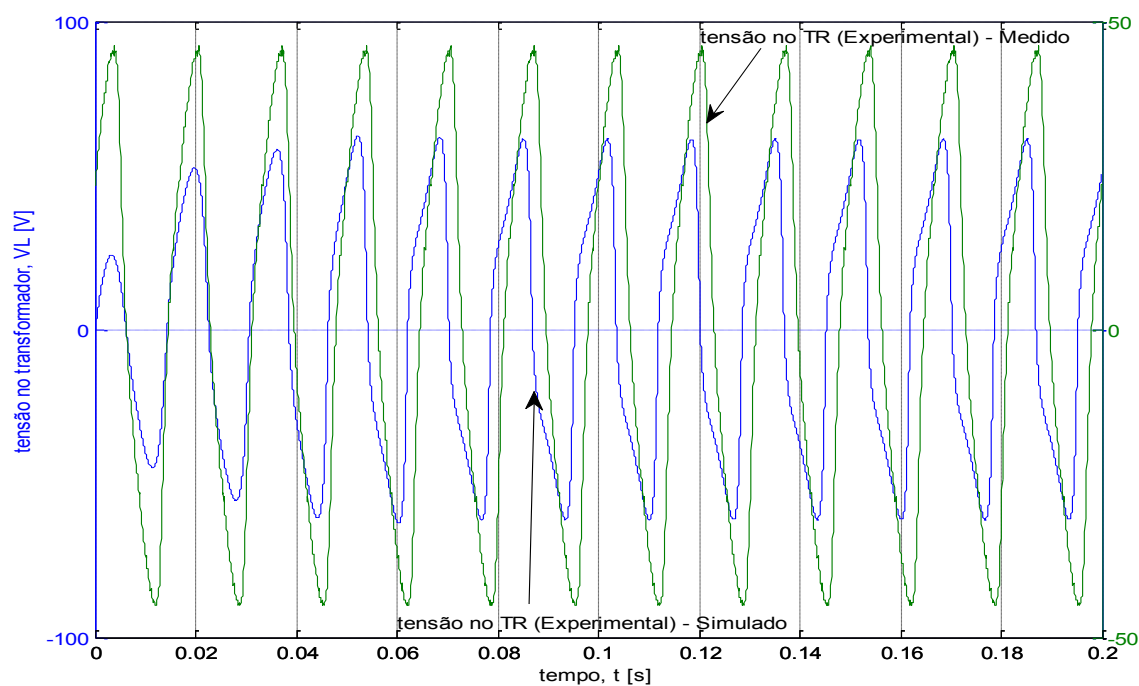


FIGURA IV.3.16 – Comparação entre as tensões sobre o transformador – experimental e simulado, para o circuito experimental analisado

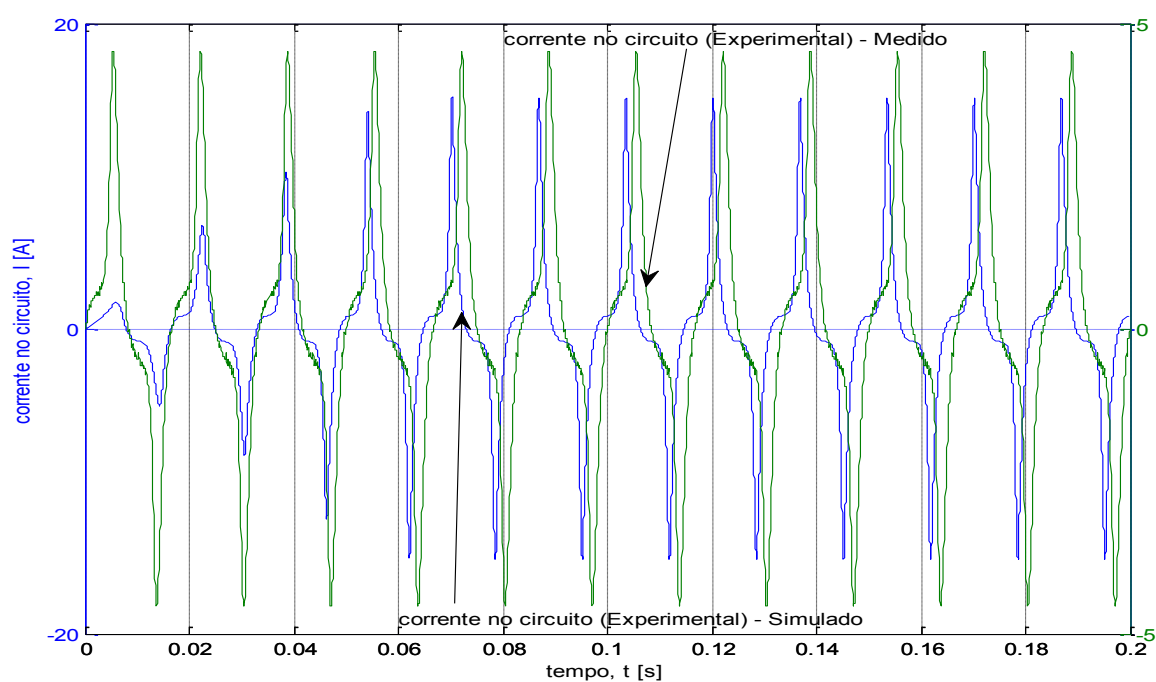


FIGURA IV.3.17 – Comparação entre as correntes no circuito – experimental e simulado, para o circuito experimental analisado

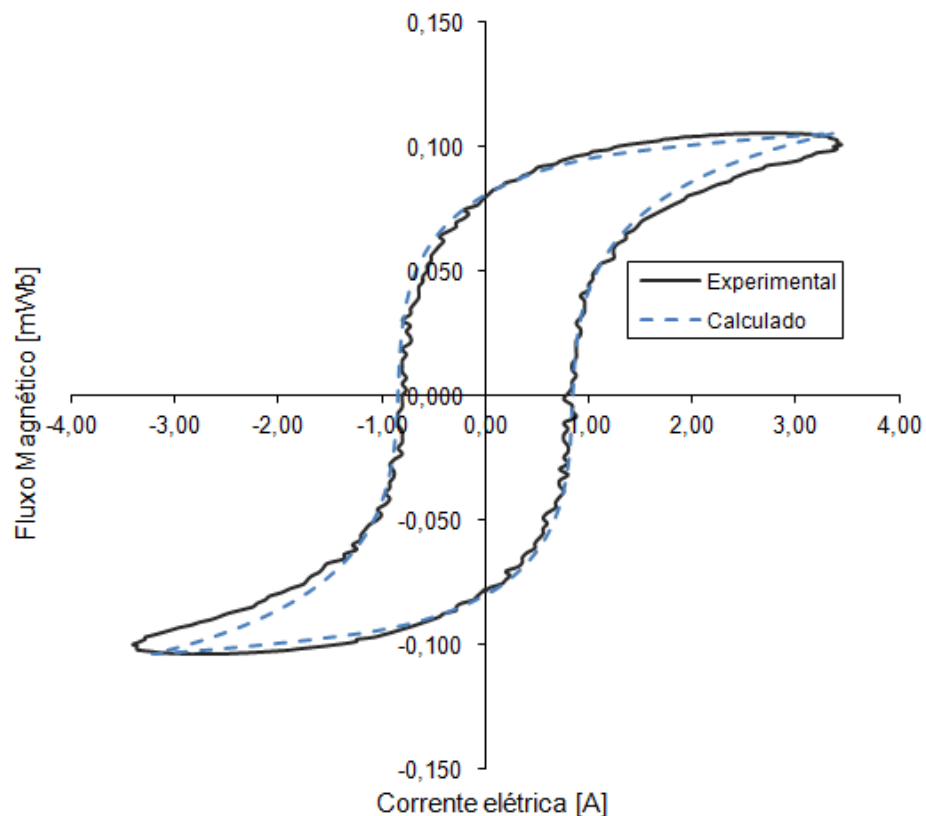


FIGURA IV.3.18 – Comparação entre laços fluxo-corrente, experimental e simulado, para o circuito experimental analisado

IV.4- ANÁLISE EM UMA SUBESTAÇÃO DE ENERGIA

A Figura IV.4.1 representa o esquema unifilar simplificado de uma subestação (SE) de energia elétrica de 230kV. Nesse esquema, tem-se a seguinte simbologia, aplicável às três fases da SE:

- LT1 e LT2 são duas linhas de transmissão (LTs) operando em 230 kV (tensão fase-fase);
- DJ1, DJ2 são os correspondentes disjuntores nessas LTs, montados, fisicamente, em suas saídas;
- BARRA 1 (B1) e BARRA 2 (B2) constituem os barramentos dessa SE nos quais se conectam as mencionadas LTs;
- TPI é um transformador de potencial indutivo, usado para fornecer referência de tensão para o sistema de medição e de proteção da LT1 e da LT2. Na Figura IV.4.1 somente foi indicado o TPI correspondente ao

conjunto de transformadores de potencial (TPs) reservas e, por isso sua representação está ligada à BARRA 2 (B2). Não foi representado nesse esquema o TPI referente ao conjunto de TPs ligados à BARRA 1 (B1);

- 1B e 2B são os seccionadores de “*by-pass*”, normalmente desenergizados (isto é, com seus estados físicos “abertos”, exatamente como representados nesse esquema), os quais permitem um caminho alternativo para o fluxo de energia nas LTs mostradas, sempre que qualquer um dos disjuntores dessas LTs (DJ1 ou DJ2) estiver com defeito e for retirado de operação para a correspondente manutenção;
- DJ3 é um disjuntor “interligador” das BARRAS 1 (B1) e BARRA 2 (B2), estando normalmente desenergizado, isolando – eletricamente – a BARRA 1 da BARRA 2. Na situação do esquema da Figura IV.4.1, esse disjuntor está como “reserva” de qualquer um dos outros dois disjuntores, só entrando em operação quando ocorrer as situações de defeitos mencionadas no item anterior. Dessa forma, esse disjuntor é conhecido como disjuntor de “transferência”;
- Da condição do disjuntor DJ3 resulta que a barra B1 está normalmente energizada, e a barra B2 normalmente desenergizada;
- Para subestações com tensões de operações desse nível, 230 kV, e superiores, os disjuntores dos circuitos desse tipo de subestação apresentam, entre seus polos, capacitores de equalização cuja finalidade é garantir uma distribuição uniforme de tensão total entre as câmaras desses disjuntores, pois normalmente esses disjuntores são constituídos por duas ou mais câmaras de extinção de arco interno quando de suas operações de chaveamento. No esquema da Figura IV.4.1 está representado somente o capacitor de equalização, C_{DJ} , do disjuntor DJ3. Não foram representados os correspondentes capacitores de equalização dos disjuntores DJ1 e DJ2;
- A condição de estado normal do disjuntor DJ3 (ou seja, desenergizado), favorece a um acoplamento elétrico entre ambas as barras, B1 e B2, através do capacitor de equalização C_{DJ} , pois tal capacitor *by-passa* o (isto é, “curto-circuita” o estado “aberto” desse) disjuntor DJ3. Assim, essa configuração de topologia pode permitir o surgimento de ferroressonância

entre o capacitor de equalização, C_{DJ} , e o TPI que se encontra ligado à barra operacionalmente “desenergizada” (B2), bastando que os parâmetros elétricos desses componentes permitam a ocorrência desse fenômeno. A Figura IV.4.2 mostra o circuito elétrico topológico equivalente que se forma nessas condições, no qual se considerou apenas o disjuntor DJ1 conectado à barra B1 e a LT2 fora de operação, isto é, o disjuntor DJ2 e o seccionador 2B abertos.

A análise do comportamento do circuito elétrico assim estabelecido pode ser realizada considerando-se apenas uma fase pois, nessas condições, o acoplamento magnético entre as três fases é normalmente desprezado, uma vez que os TPs são monofásicos e a distância entre fases é bastante significativa (em geral, mínimo de 4 m para esse tipo de SE), com a finalidade de permitir a desconsideração dos efeitos de influência capacitiva e magnética entre as fases. O circuito elétrico que resulta dessas considerações está caracterizado na Figura IV.4.3.

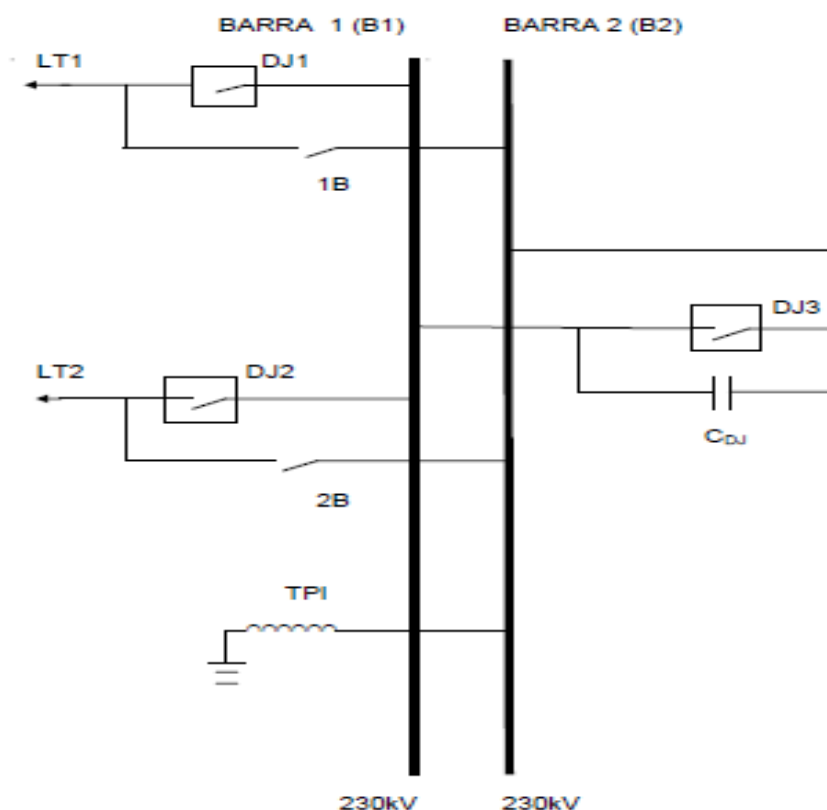


FIGURA IV.4.1 – Esquema unifilar simplificado de uma subestação de 230 kV

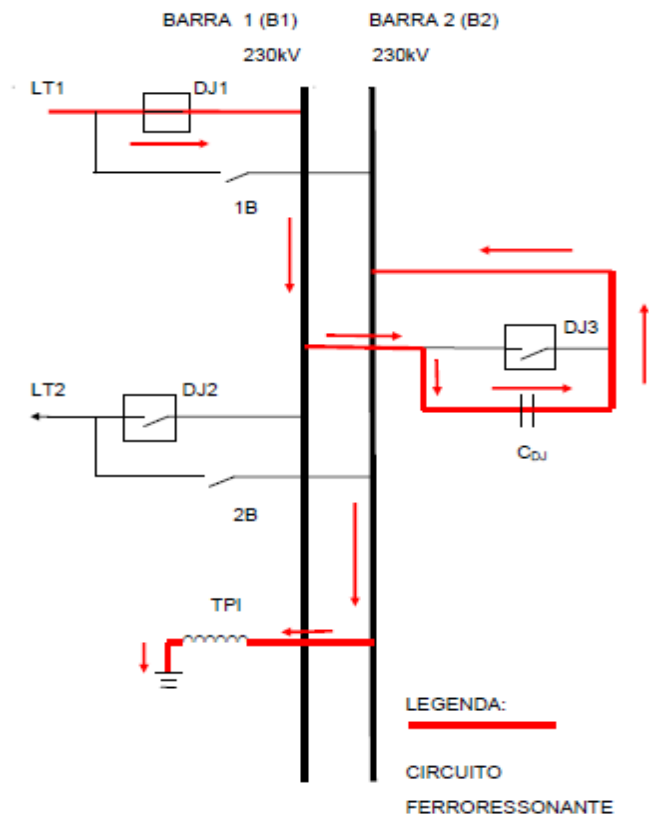


FIGURA IV.4.2 – Circuito de ferroressonância no esquema unifilar da Figura IV.4.1

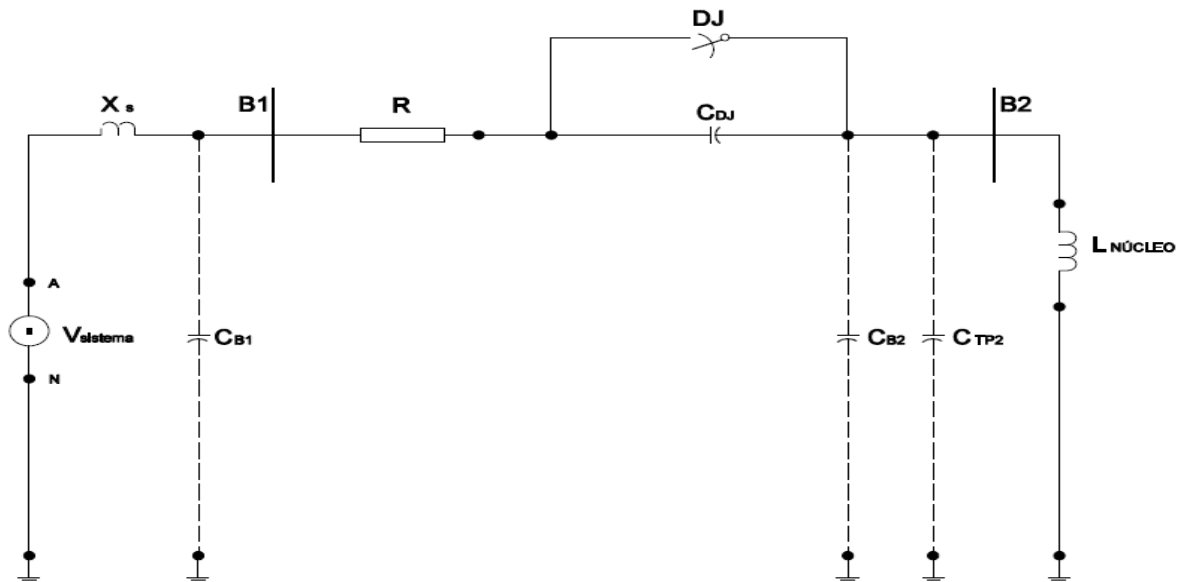


FIGURA IV.4.3 – Circuito RCL* típico equivalente de uma subestação de 230 kV.

Nesse circuito, os seus elementos têm a seguinte simbologia:

- B_1 e B_2 representam duas “barras” (B_1 e B_2) de 230 kV dessa subestação típica;

- V_{sistema} é a tensão, fase-terra, equivalente do SEP quando observado a partir da barra B_1 ;
- R é a resistência ôhmica da barra (B_1). Admitir-se-á essa barra, assim como a barra (B_2), formada por um único condutor por fase, com cabo de alumínio com alma de aço (ACSR), com bitola 954 MCM, o qual apresenta capacidade de condução de corrente de 1010 A e, portanto, pode liberar uma potência simétrica trifásica da ordem de 400 MVA sob tensão nominal de 230 kV. A resistência ôhmica desse cabo, a 25 °C e a 60 Hz, é de 0,061375 Ω /condutor/km e, a 50°C (60 Hz) essa resistência corresponde a 0,0705 Ω /condutor/km. Para um trecho de barramento de 125 m, conforme esquematizado na Figura IV.4.2, compreendido entre a LT1 e o TPI, a resistência ôhmica total desse cabo será, aproximadamente, de $7,672 \cdot 10^{-3} \Omega$ (a 25 °C) ou de $8,813 \cdot 10^{-3} \Omega$ (a 50 °C). Vê-se, portanto, que esse valor é extremamente pequeno sendo possível considerar, então, $R \approx 0$ (STEVENSON, 1974);
- C_{B1} e C_{B2} são as capacitâncias, para a terra, das barras B_1 e B_2 , respectivamente. Admite-se essas capacitâncias seguindo a expressão (STEVENSON, 1974):

$$C_{B1} = C_{B2} = 0.0388 / \text{Log}(D/r) \mu\text{F}/\text{milha} = 0.02425 / \text{Log}(D/r) \mu\text{F}/\text{km}. \quad (\text{IV.4.1})$$

Considerando a barra B_1 , desde a LT1 até a posição de localização do TPI, como sendo de comprimento 125 m e, a barra B_2 , desde a localização do disjuntor intelígador DJ3 até a posição do TPI como sendo de comprimento 50 m e, admitindo a separação entre os condutores fase $D = 4000 \text{ mm}$ e o raio do condutor ACSR 954 MCM sendo $r = (1,196 \times 25,4 \text{ mm}/2) = 15,1892 \text{ mm}$ (STEVENSON, 1974), obtém-se para C_{B1} e para C_{B2} os valores de $C_{B1} = 1252,31 \cdot 10^{-12} \text{ F}$ e $C_{B2} = 501 \cdot 10^{-12} \text{ F}$;

- C_{TP2} é a capacitância, para a terra, do transformador de potencial TPI (TP2) conectado à barra B_2 , cuja indutância variável de seu núcleo é representada por $L_{\text{NÚCLEO}}$. C_{TP2} apresenta valores na faixa desde $600 \cdot 10^{-12} \text{ F}$ até $810 \cdot 10^{-12} \text{ F}$ (GREENWOOD, 1971);

- Pode-se considerar, a partir do esquema da Figura IV.4.3, que $C_2 = C_{B2} + C_{TP2} = 501.10^{-12} F + 600.10^{-12} F = 1101.10^{-12} F$;
- L_s é a indutância equivalente da fonte do sistema, estando na Figura IV.4.3 representada pela sua reatância indutiva, X_s . Excetuando-se os casos de geração térmica em que essas fontes normalmente se encontram próximas aos centros de carga, as demais situações revelam fontes de geração muito distantes das regiões de consumo (hidroelétricas) o que demonstra, em geral, que as reatâncias síncronas de eixo direto dos geradores se mostram praticamente constantes quando observadas a partir de qualquer uma das barras B_1 ou B_2 da subestação esquematizada na Figura IV.4.3. Também as reatâncias de transformadores elevadores existentes nessas usinas são assim observadas. Nessas condições, a indutância L_s pode ser interpretada como linear quando observada pelo núcleo do TP conectado à barra B_2 . Contudo, nesta análise, nenhum valor numérico será atribuído a esse parâmetro porque o interesse maior aqui é a verificação do comportamento dos equipamentos da SE diante do fenômeno de ferroressonância, o que permite considerar que a tensão do sistema pode ser aplicada – sem perdas – às barras da subestação em estudo;
- C_{DJ} é a capacitância entre os polos do disjuntor DJ3, interligador das barras B_1 e B_2 . Essa capacitância apresenta valores entre $1000.10^{-12} F$ e $2500.10^{-12} F$ (COPEL, 2010);
- Com os parâmetros definidos acima, pode-se desprezar C_2 e C_{B1} quando se considera $C_{DJ} = 2500.10^{-12} F$.

A representação monofásica desse circuito é justificável porque todas as demais fases apresentam as mesmas características.

Assim, com as considerações anteriores, o circuito da Figura IV.4.3 pode ser simplificado para a configuração da Figura IV.4.4:

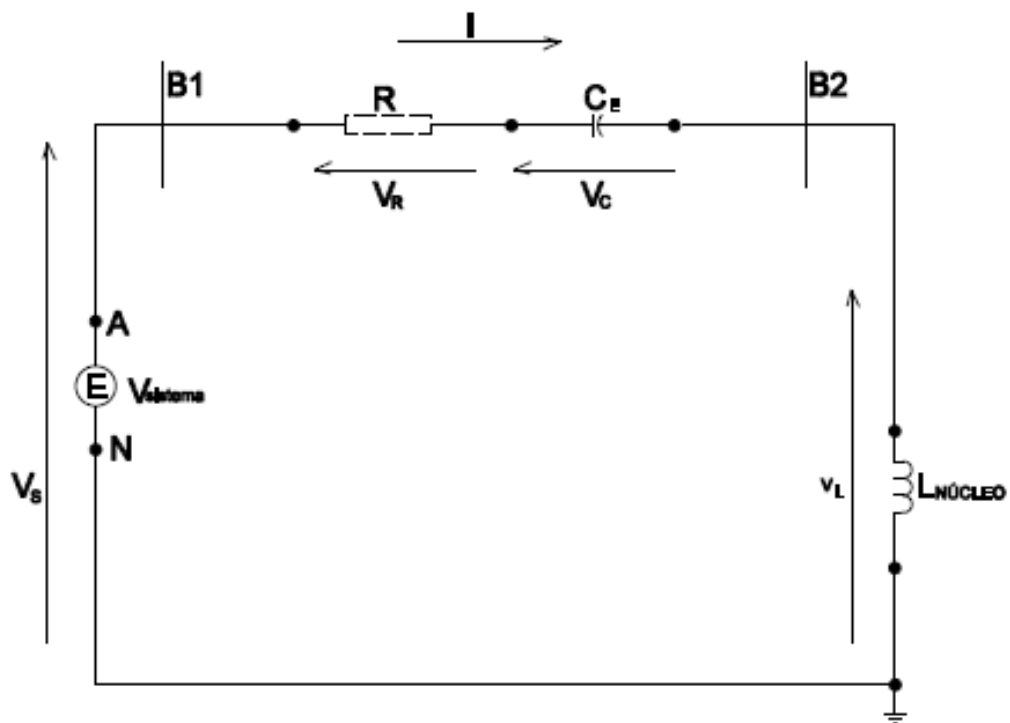


FIGURA IV.4.4 – Circuito RCL* simplificado equivalente de uma subestação de 230kV

Com base nas considerações anteriores, os valores numéricos dos elementos do circuito da Figura IV.4.4, são: $R = 0 \Omega$; $C_{DJ} = C_s = 2500 \text{ pico Farad (pF)} = 2500 \cdot 10^{-12} F$. A tensão de alimentação é $V_{sistema} = V_s = \left(\sqrt{2} \cdot \frac{230000}{\sqrt{3}} \right) kV$, co-senoidal, com defasamento angular nulo. Admite-se que o TP está com o seu secundário em aberto, e seu enrolamento primário tem $N = 53897$ espiras e as chapas de aço ao silício que formam o seu núcleo têm $A = 10100 \mu m^2$ e $L_m = 1,10 m$. (ARTECHE, 2009).

Em todas as simulações considerando os parâmetros acima, o passo de tempo adotado foi $\Delta t = 25 \text{ micro segundos } (\mu s)$.

A análise do comportamento do circuito compreende:

- 1) Comportamento LINEAR entre B e H :
 - a) Curva B versus H ;
 - b) Curva V_L versus t (tensão no transformador x tempo);
 - c) Curva V_C versus t (tensão no capacitor x tempo);
 - d) Curva i versus t (corrente no circuito x tempo);
 - e) Curva L versus t (comportamento da indutância no transformador);
 - f) Espectro de frequências das tensões sobre o transformador.

2) Comportamento ANISTERÉTICO entre B e H :

- a) Curva B versus H ;
- b) Curva V_L versus t (tensão no transformador x tempo);
- c) Curva V_C versus t (tensão no capacitor x tempo);
- d) Curva i versus t (corrente no circuito x tempo);
- e) Curva L versus t (comportamento da indutância no transformador);
- f) Espectro de frequências das tensões sobre o transformador.

3) Comportamento com HISTERESE entre B e H :

- a) Curva B versus H ;
- b) Curva V_L versus t (tensão no transformador x tempo);
- c) Curva V_C versus t (tensão no capacitor x tempo);
- d) Curva i versus t (corrente no circuito x tempo);
- e) Curva L versus t (comportamento da indutância no transformador);
- f) Espectro de frequências das tensões sobre o transformador.

IV.4.1- Comportamento Linear entre B e H

Inicialmente, admite-se comportamento linear entre a indução magnética e o campo magnético no núcleo desse transformador, tal que $\mu_r = 3550$; isto é, $\mu = 3550 \cdot \mu_0$; Dessa forma, $B = 3550 \cdot \mu_0 \cdot H$. Como será visto na análise do comportamento anisterético e na análise do comportamento com histerese entre B e H , esse valor de permeabilidade relativa é consistente com um material ferromagnético que apresenta $B_{sat} = 1.50 \text{ T}$. O gráfico da relação entre B e H pode ser visualizado na Figura IV.4.1.1. As tensões sobre o núcleo do transformador e sobre o capacitor, assim como a corrente no circuito da Figura IV.4.4, podem ser visualizadas, respectivamente, nas Figuras IV.4.1.2, IV.4.1.3 e IV.4.1.4. A variação da indutância no transformador está representada na Figura IV.4.1.5 e o espectro de frequências das tensões sobre o transformador, pode ser observado nas Figuras IV.4.1.6 e IV.4.1.7. Vê-se que com esses parâmetros de circuito e, considerando-se

uma relação linear entre a indução magnética e o campo magnético, o circuito apresenta um comportamento ressonante, e não ferroressonante.

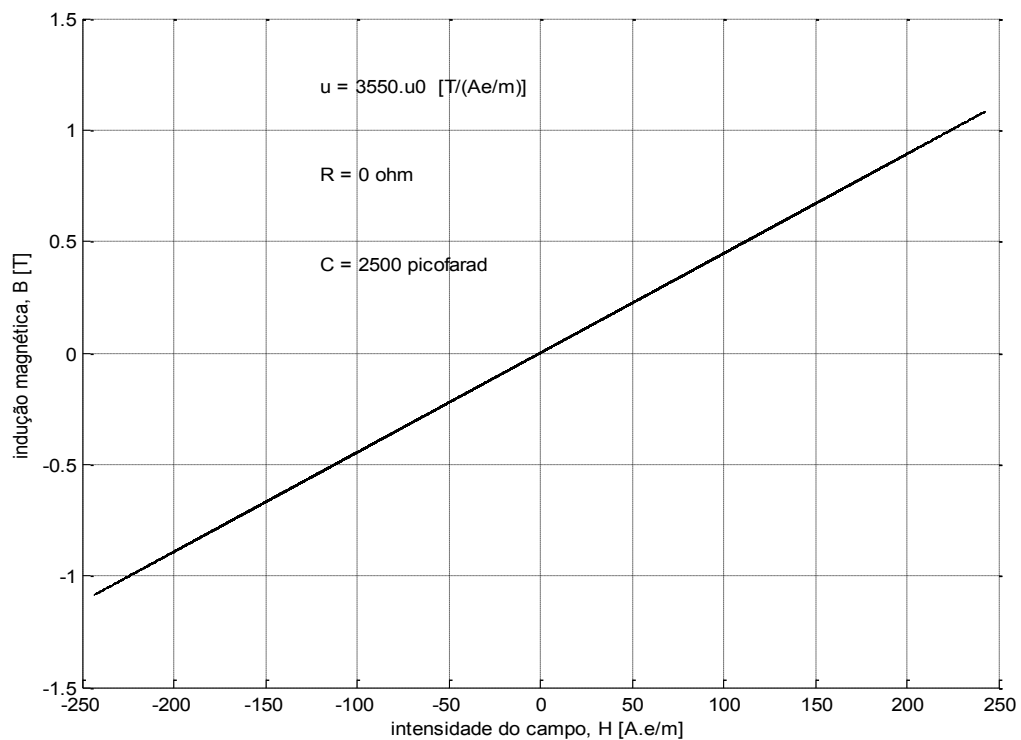


FIGURA IV.4.1.1 – Variação linear da indução magnética com o campo magnético

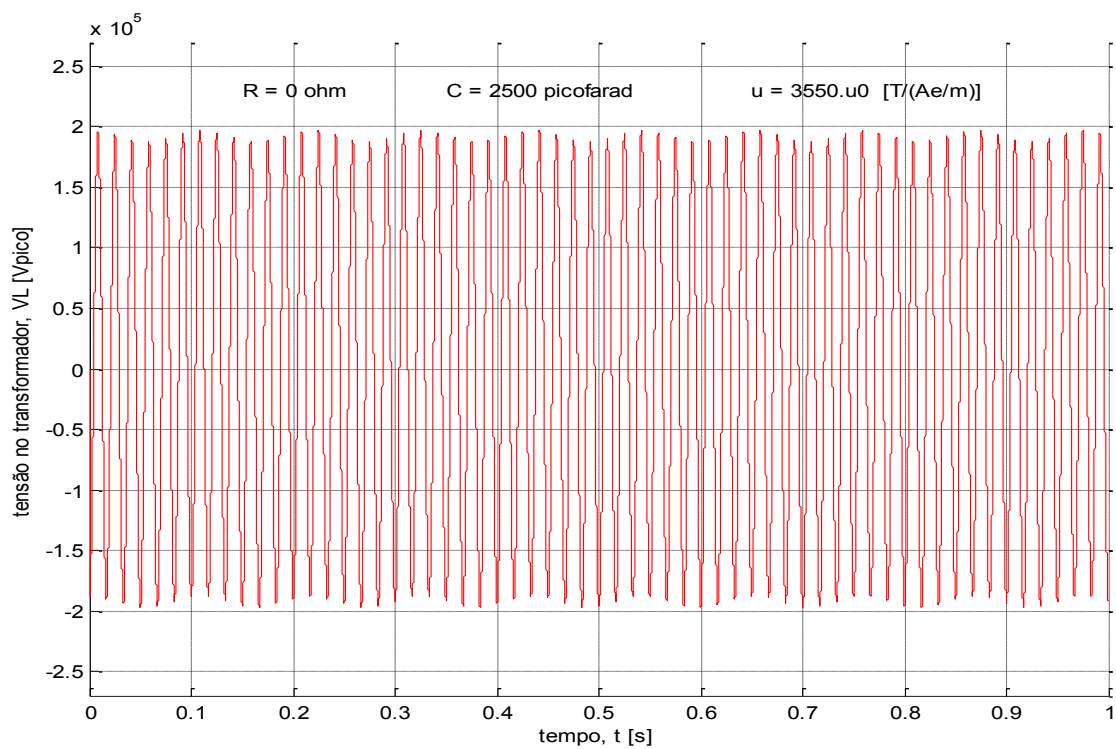


FIGURA IV.4.1.2 – Tensão no transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

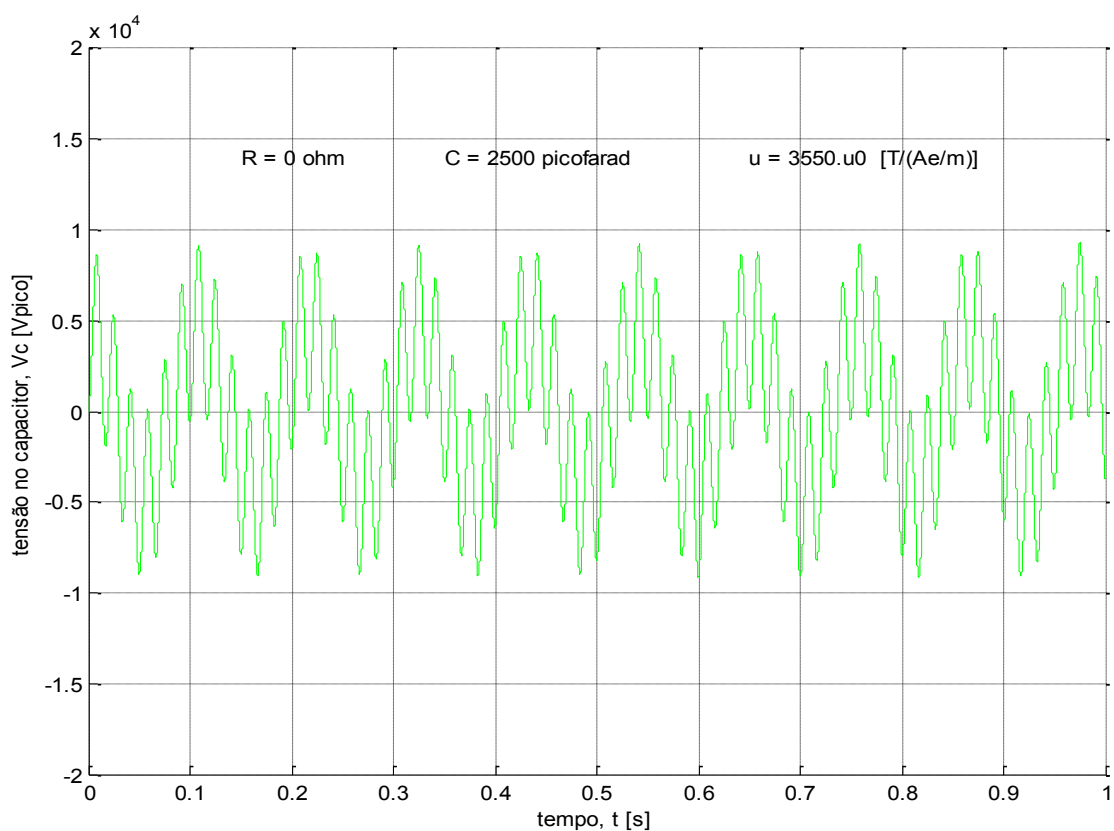


FIGURA IV.4.1.3 – Tensão no capacitor com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

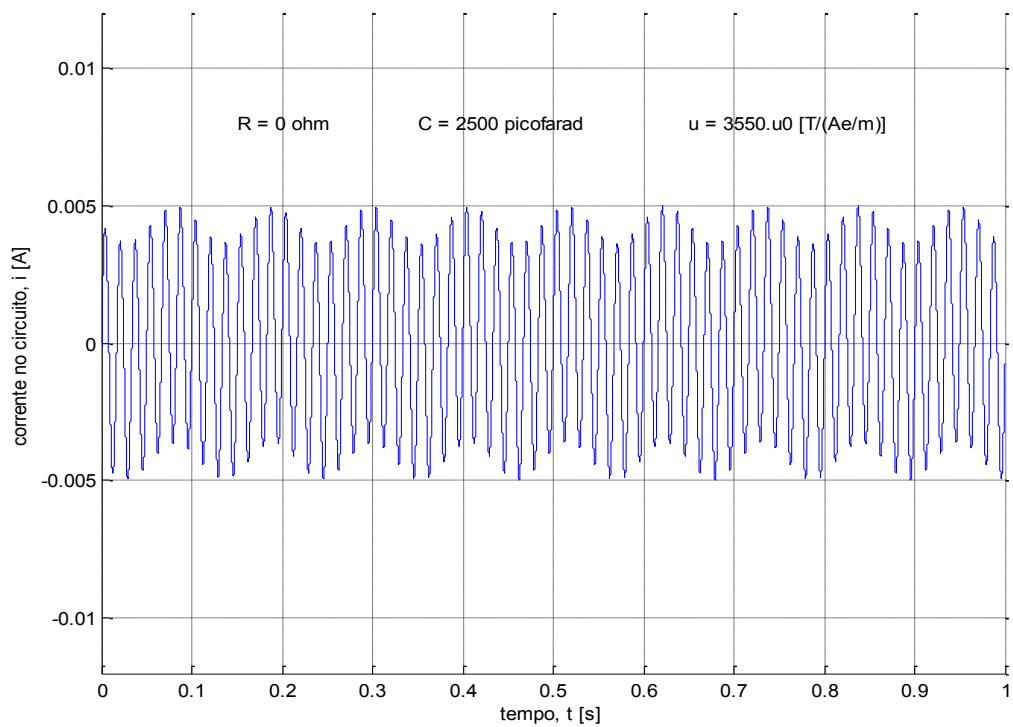


FIGURA IV.4.1.4 – Corrente no circuito considerando comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

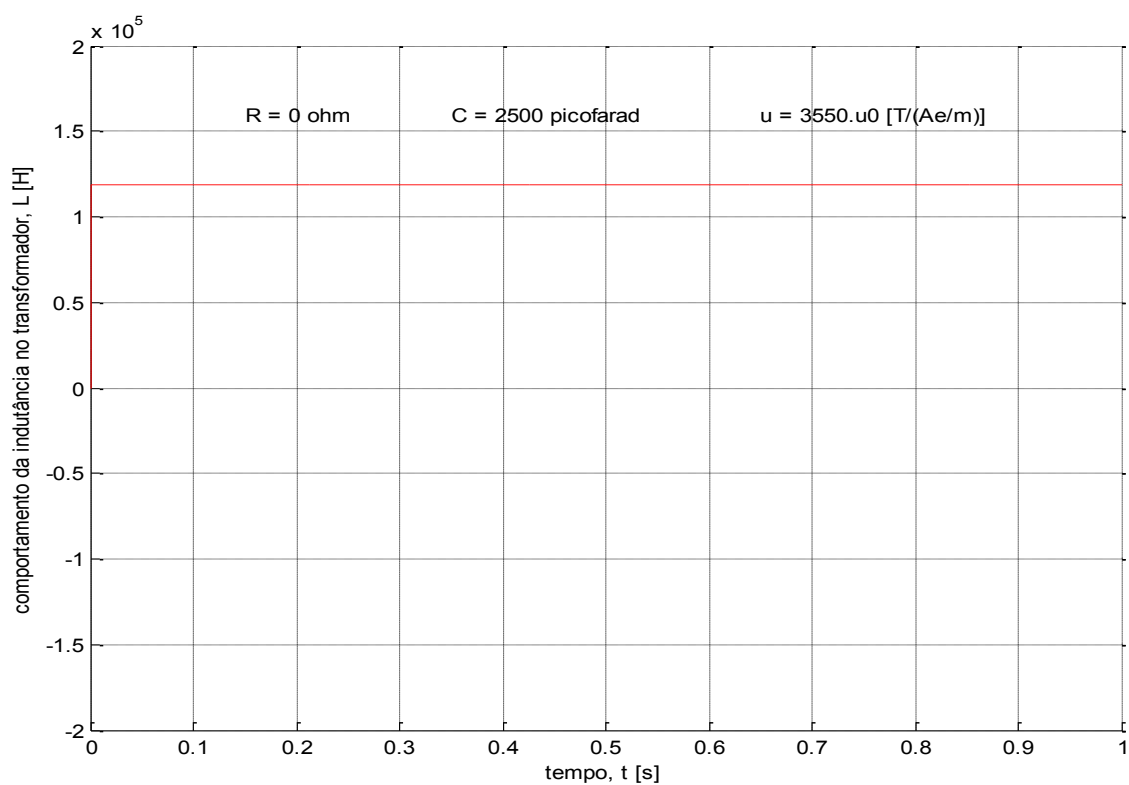


FIGURA IV.4.1.5 – Variação da indutância no transformador considerando comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

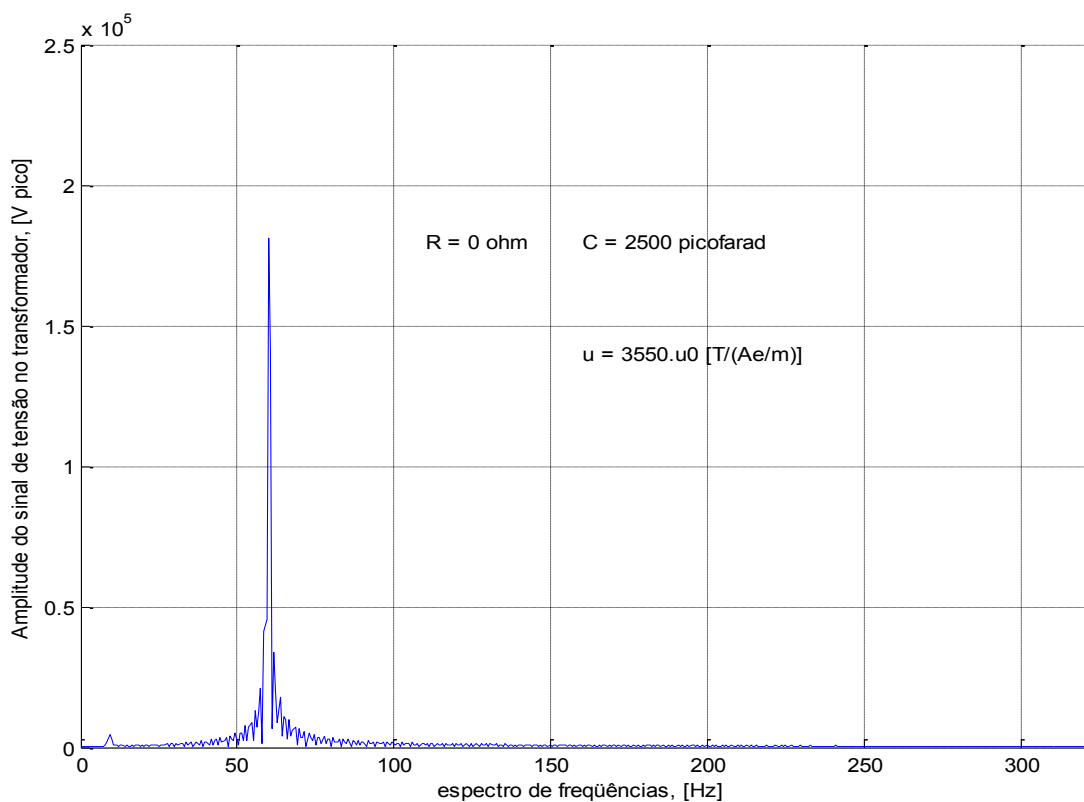


FIGURA IV.4.1.6 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

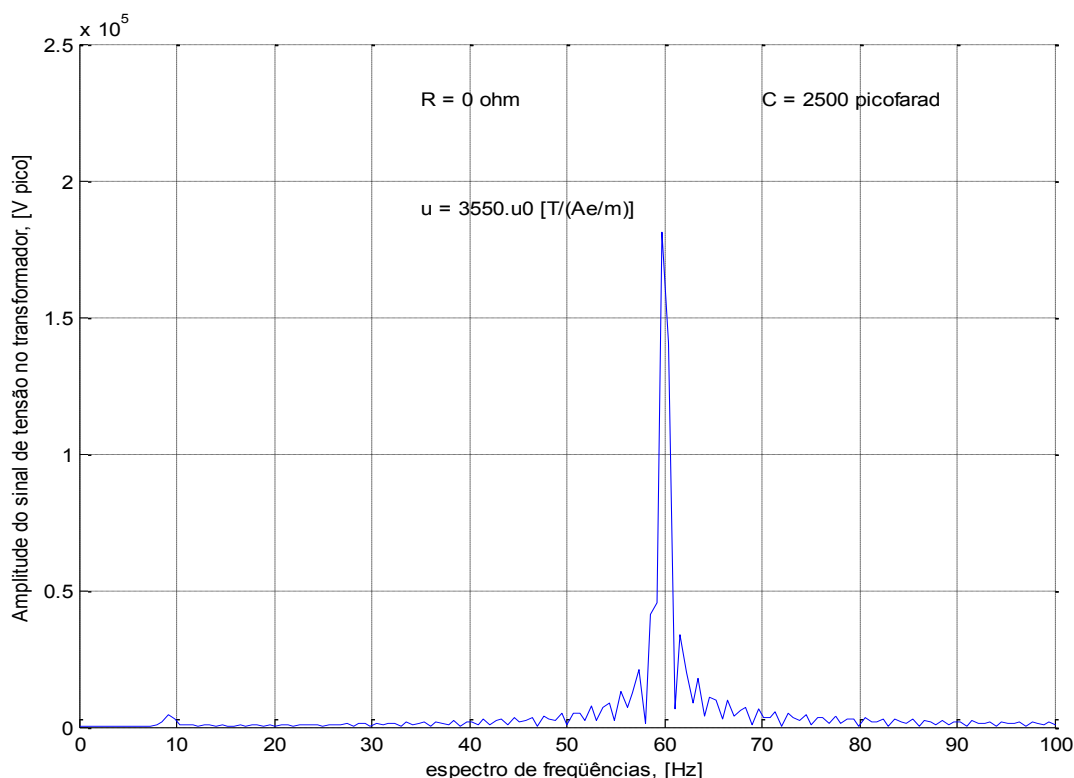


FIGURA IV.4.1.7 – Expansão do espectro de frequências, entre 0 – 100 Hz, do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento linear da indução magnética com o campo magnético

A análise do espectro de frequências do sinal de tensão, Figuras IV.4.1.6 e IV.4.1.7, permite concluir um comportamento ressonante do circuito com frequência “fundamental”, em 60Hz e uma componente de sub-frequência, próxima à frequência de 9 Hz (9,1555 Hz exatamente, a qual é a frequência de oscilação natural do circuito obtida por $\omega = 1/\sqrt{LC}$), mas com sub-tensão. Uma modulação entre 4 e 5 Hz eleva a tensão máxima sobre o transformador em torno de 4,8% superior ao valor de pico da componente “fundamental” da onda de tensão da fonte co-senoidal de regime permanente. Essa mesma frequência de modulação é observada no comportamento da tensão sobre o capacitor e na corrente do circuito, sendo que esta última apresenta pequeno valor de intensidade o que limita a força magnetomotriz sobre o núcleo do transformador e, por consequência, limita a correspondente indução magnética máxima. Observa-se assim, um comportamento estável de regime no circuito, com uma frequência de ressonância, porém sem apresentar ferroressonância.

IV.4.2- Comportamento Anisterético entre B e H

Considera-se aqui o mesmo circuito da Figura IV.4.4, com os mesmos parâmetros já vistos para a análise da seção precedente (ou seja, $R = 0 \Omega$; $C_s = 2500 \text{ pF} = 2500 \cdot 10^{-12} \text{ F}$) e também, o mesmo TP com as mesmas características ($N = 53897$ espiras; núcleo com $A = 10100 \mu\text{m}^2$ e $L_m = 1,10 \text{ m.}$). Admite-se também o núcleo desse TP com uma magnetização anisterética, seguindo o modelo de Frölich (IEEE *Power System Relaying Committee*, 2000; LEITE, 2010), para o qual se considera a mesma permeabilidade relativa, $\mu_r = 3550$, e que já foi utilizada na análise do comportamento linear entre B e H . A indução magnética tem saturação máxima de $B_{\text{sat}} = 1.50 \text{ T}$.

O gráfico da relação entre B e H pode ser visualizado na Figura IV.4.2.1. As tensões sobre o núcleo do transformador e sobre o capacitor, assim como a corrente no circuito da Figura IV.4.4, e a variação da indutância no transformador podem ser visualizadas, respectivamente, nas Figuras IV.4.2.2 a IV.4.2.7. O espectro de frequências das tensões sobre o transformador, pode ser observado nas Figuras IV.4.2.8. e IV.4.2.9.

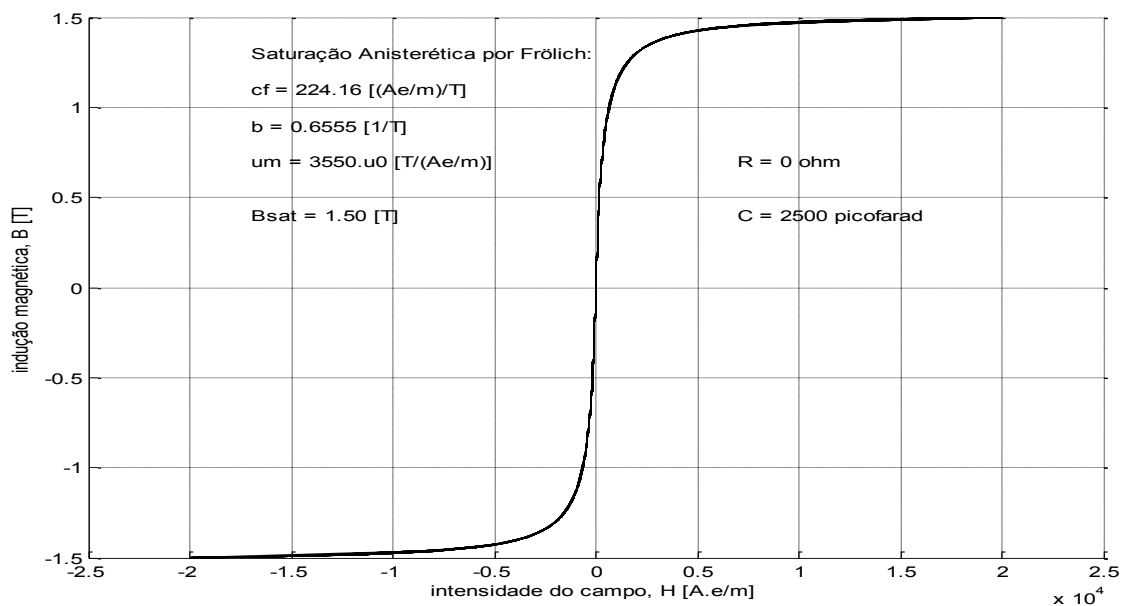


FIGURA IV.4.2.1 – Comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

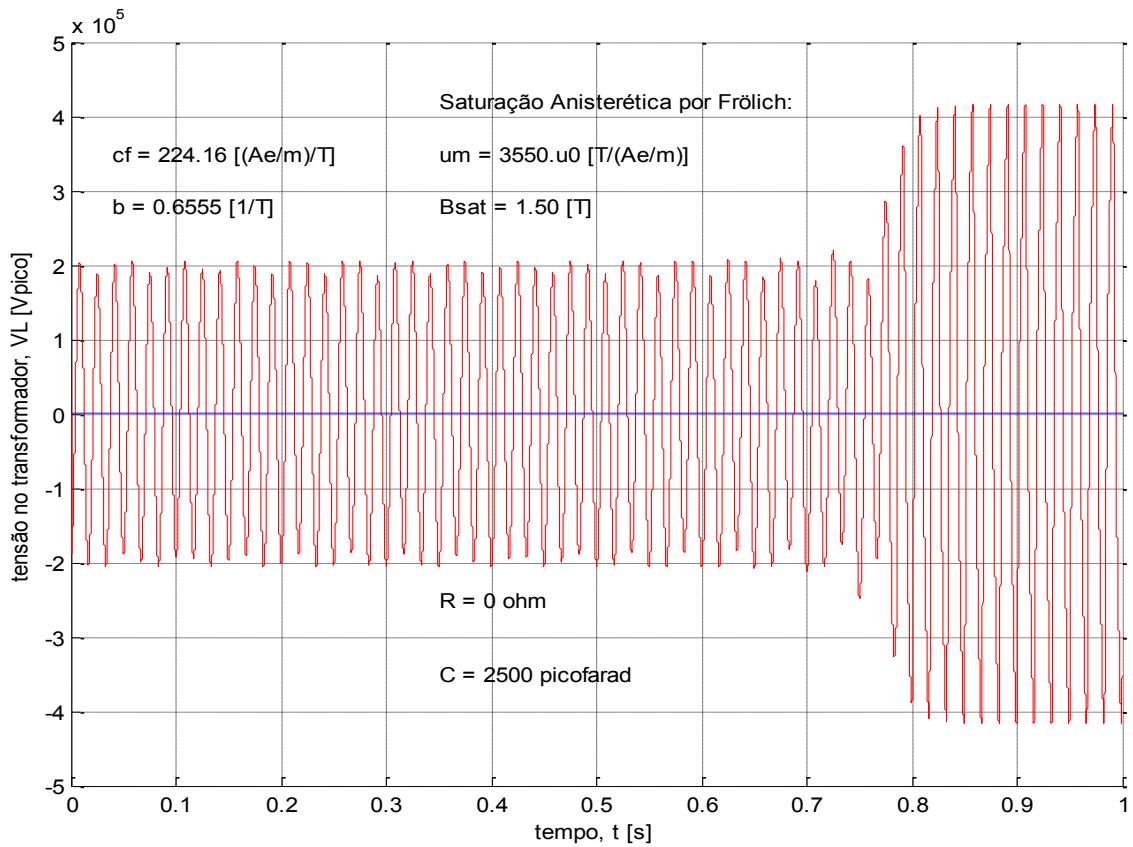


FIGURA IV.4.2.2 – Tensão no transformador com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

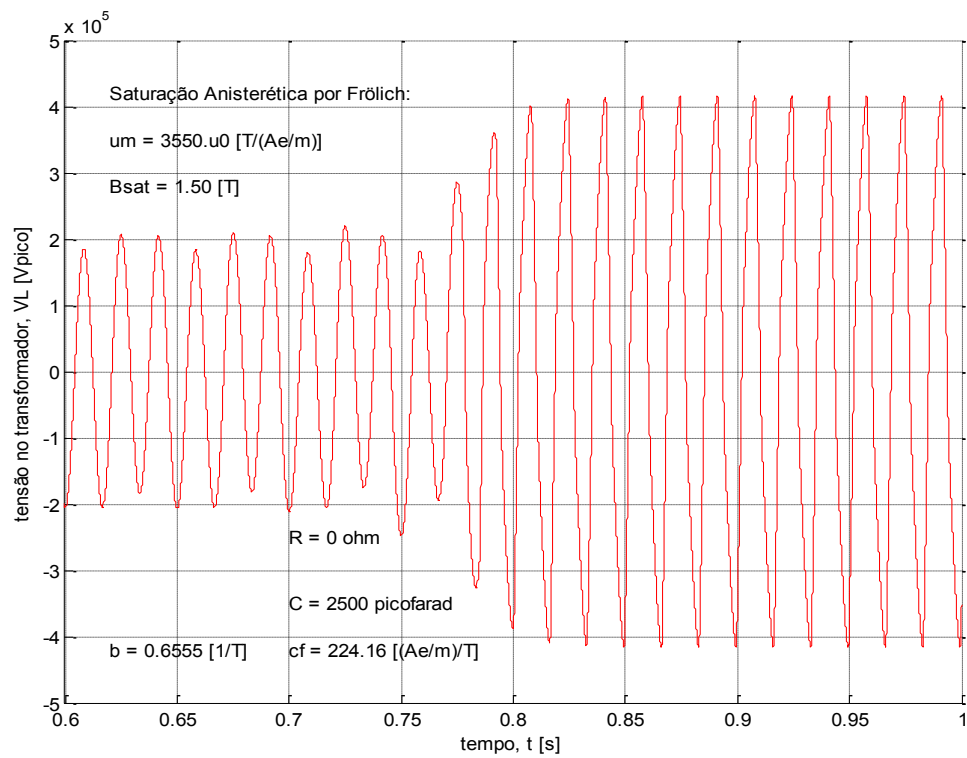


FIGURA IV.4.2.3 – Expansão do sinal de tensão no transformador (600 ms - 1 s) com comportamento anisterético (Frölich) da indução magnética com o campo magnético

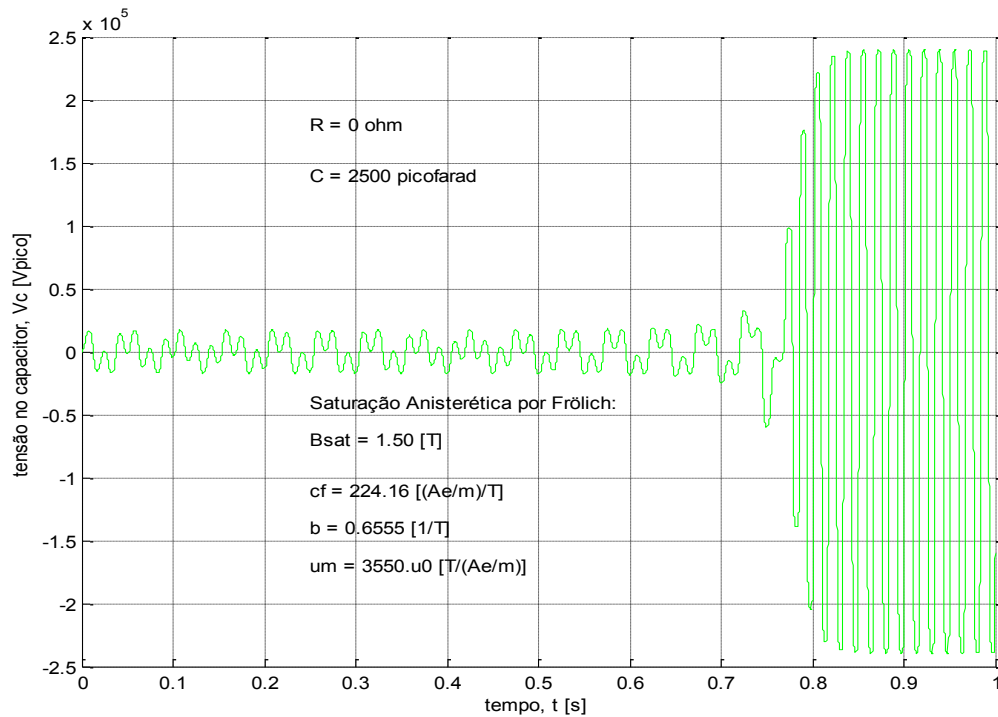


FIGURA IV.4.2.4 – Tensão no capacitor com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

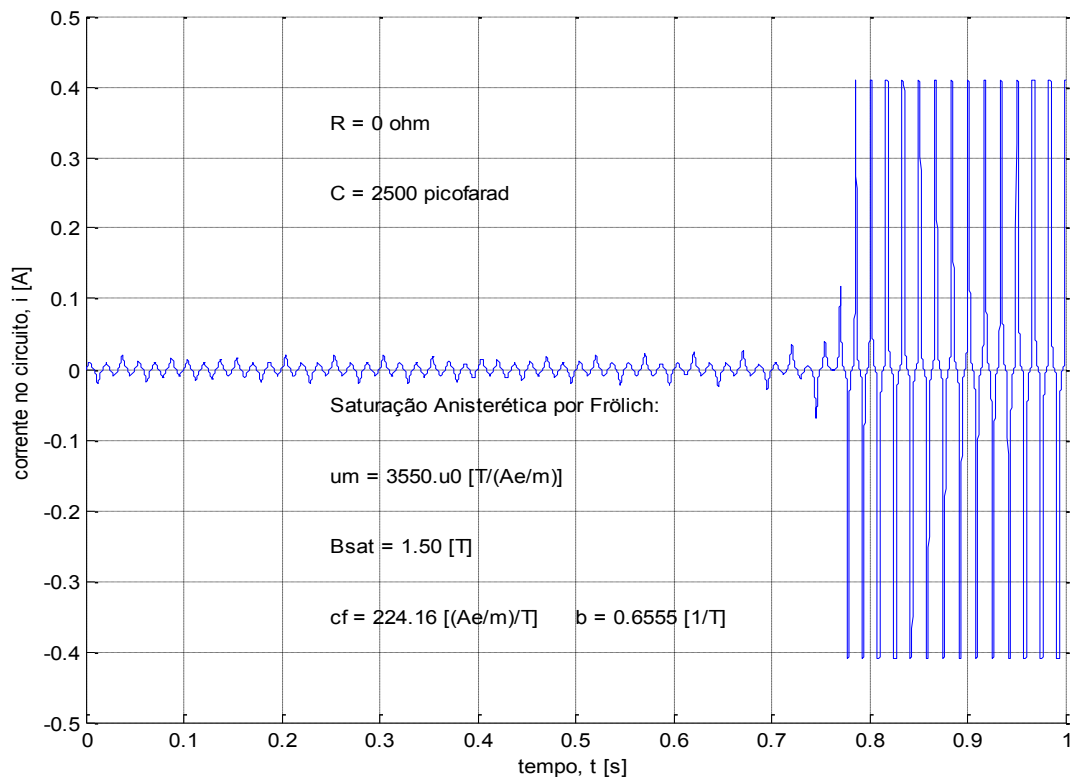


FIGURA IV.4.2.5 – Corrente no circuito considerando comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

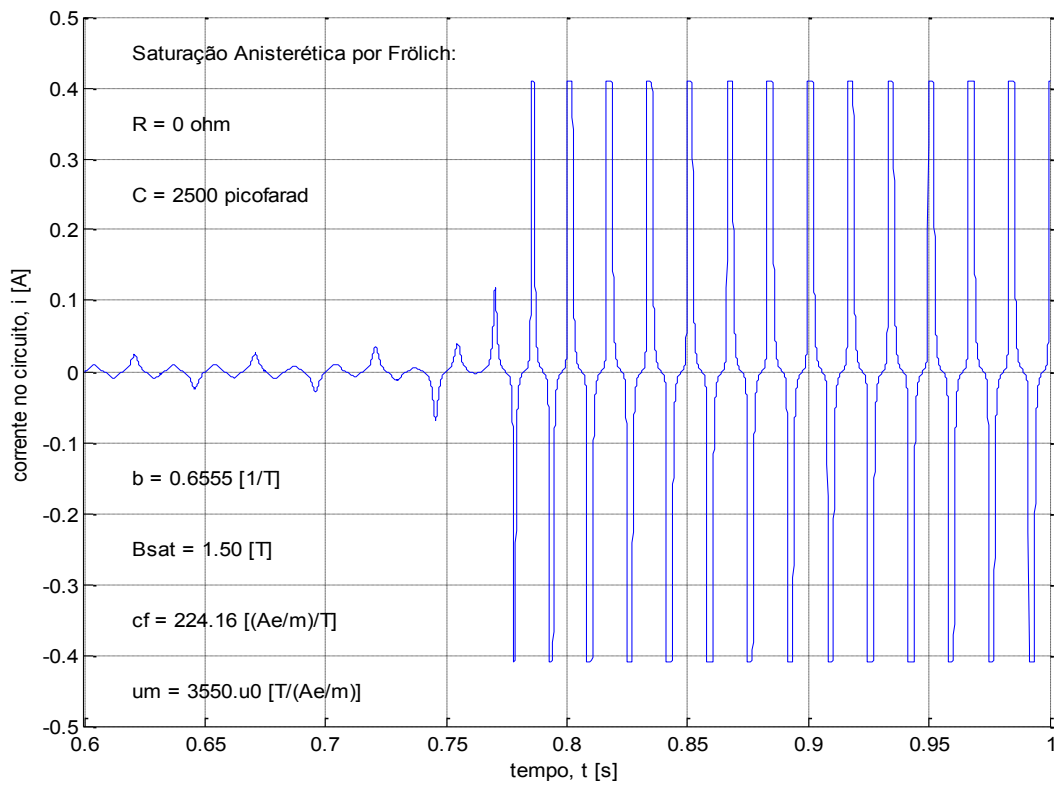


FIGURA IV.4.2.6 – Expansão do sinal de corrente no circuito (600 ms – 1 s) com comportamento anisotérico (Frölich) da indução magnética com o campo magnético

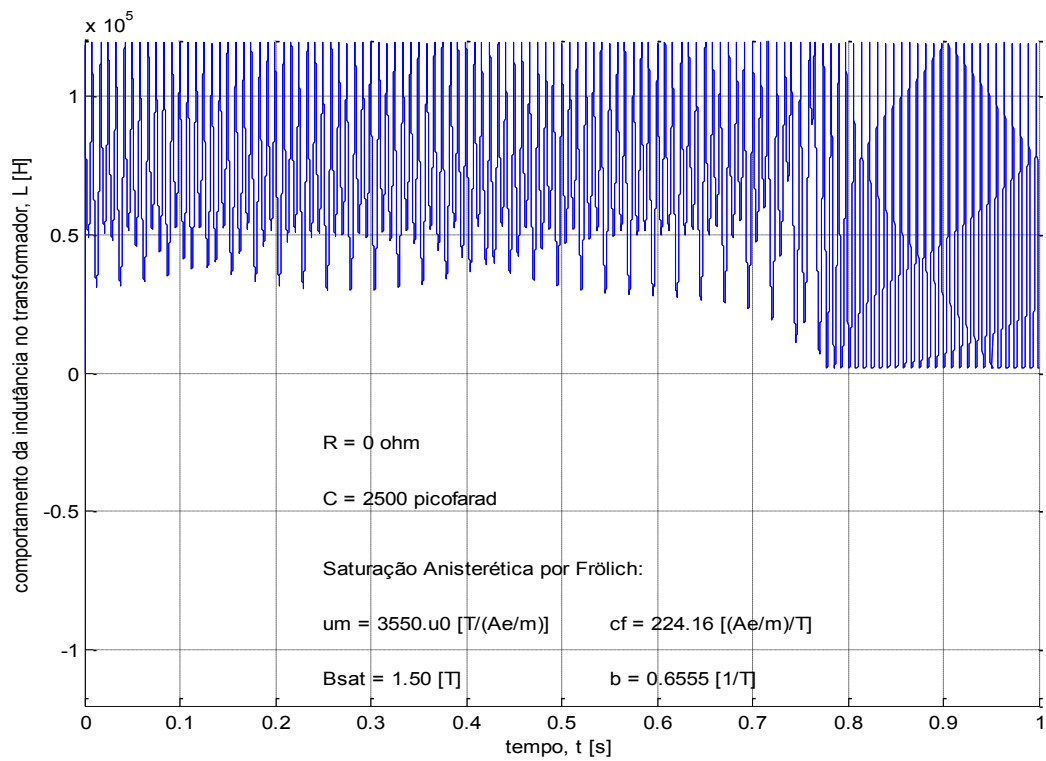


FIGURA IV.4.2.7 – Variação da indutância no transformador com comportamento anisotérico (Frölich) da indução magnética com o campo magnético

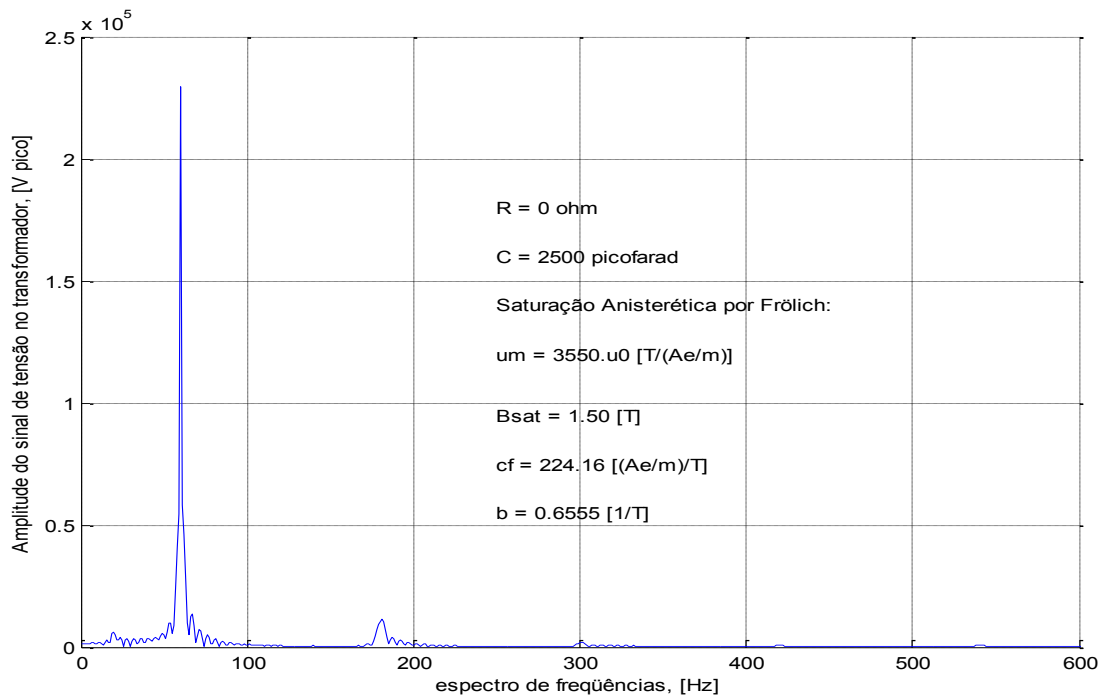


FIGURA IV.4.2.8 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

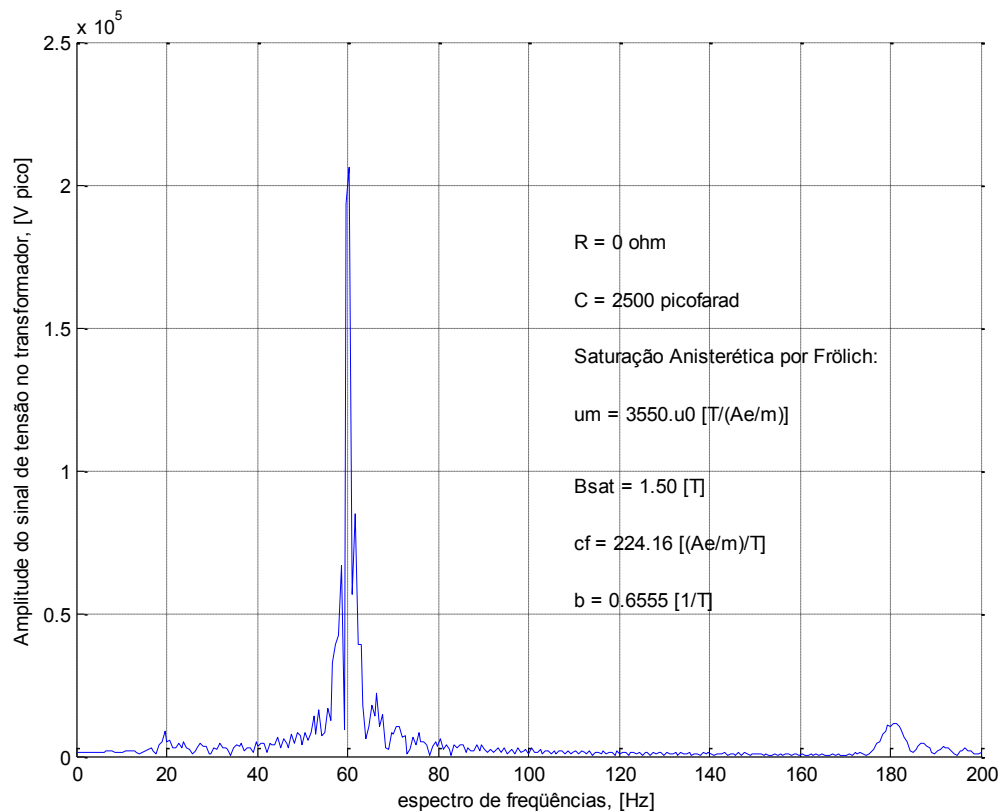


FIGURA IV.4.2.9 – Expansão entre 0 – 200 Hz do espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador, com comportamento anisterético pelo modelo de Frölich da indução magnética com o campo magnético

Observa-se, a partir da Figura IV.4.2.2 que o circuito já apresenta um comportamento ferroressonante desde os instantes iniciais, pois a sobretensão sobre o transformador já tem valores em torno de 200 kV de pico. Contudo, somente após pouco mais de 700 ms é que o núcleo atinge a saturação, o que provoca a diminuição da permeabilidade magnética do mesmo, levando a variações muito mais significativas da indutância do circuito. O estado ferroressonante sobre o transformador se manteve durante toda a faixa de tempo analisada (0 – 1s), sendo que nos últimos 250 ms dessa faixa de tempo esse comportamento se acentuou drasticamente. O gráfico da Figura IV.4.2.8 mostra o espectro total de frequências, na faixa de 0 a 600 Hz, enquanto que a Figura IV.4.2.9 evidencia, no estado ferroressonante, a presença da componente fundamental de 60 Hz, além da componente de 3º harmônico.

IV.4.3- Comportamento com Histerese entre B e H

Aqui também considerando o mesmo circuito da Figura IV.4.4, com os mesmos parâmetros elétricos $R = 0 \Omega$; $C_s = 2500 \text{ pF} = 2500 \cdot 10^{-12} \text{ F}$, e, também o mesmo TP com as mesmas características ($N = 53897$ espiras; núcleo de aço ao silício com $A = 10100 \mu\text{m}^2$ e $L_m = 1,10 \text{ m}$), porém admitindo o núcleo desse transformador apresentando as seguintes características do modelo de JA (JILES; THOELKE, 1989): $M_s = 1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}}$; $\alpha l f a = 3 \cdot 10^{-3}$; $a = 2000 \frac{\text{A}}{\text{m}}$, $k = 4000 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ e, $c = 0,10$. O valor de M_s é consistente com o valor de $B_{sat} = 1,50 \text{ T}$, empregado na simulação de comportamento anisterético do TP seguindo o modelo de Frölich, conforme já visto na seção anterior. Tem-se, então, as seguintes representações gráficas do comportamento do circuito, conforme as Figuras IV.4.3.1 a IV.4.3.9.

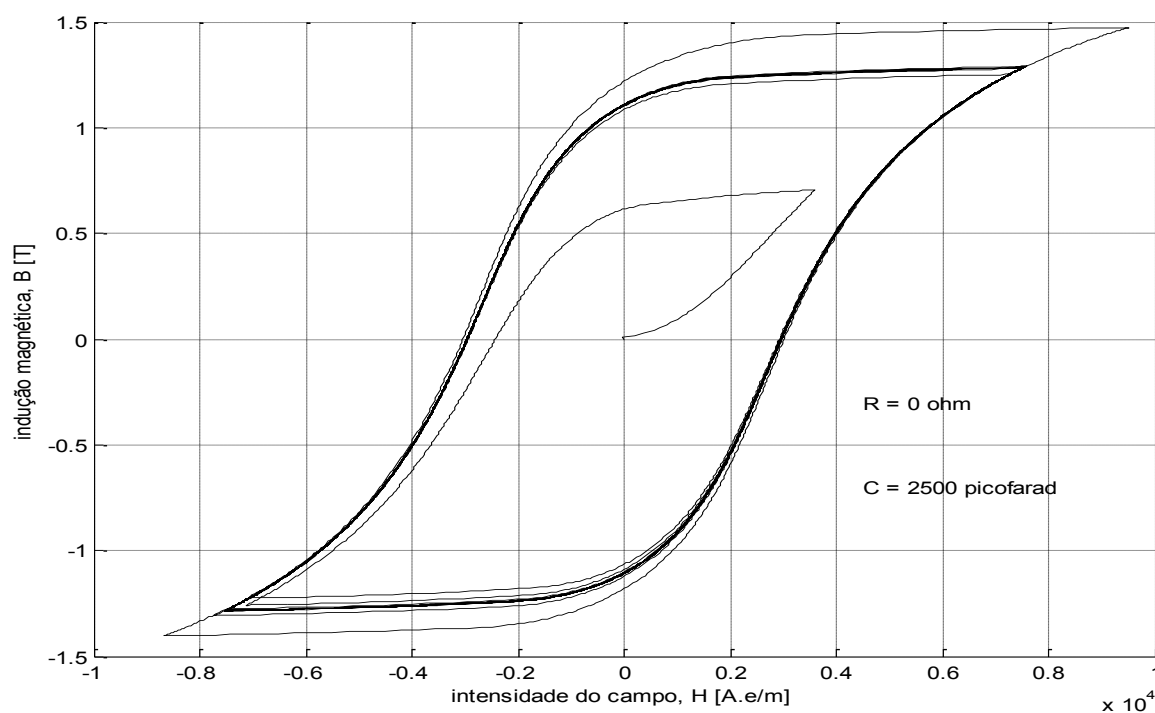


FIGURA IV.4.3.1 – Comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

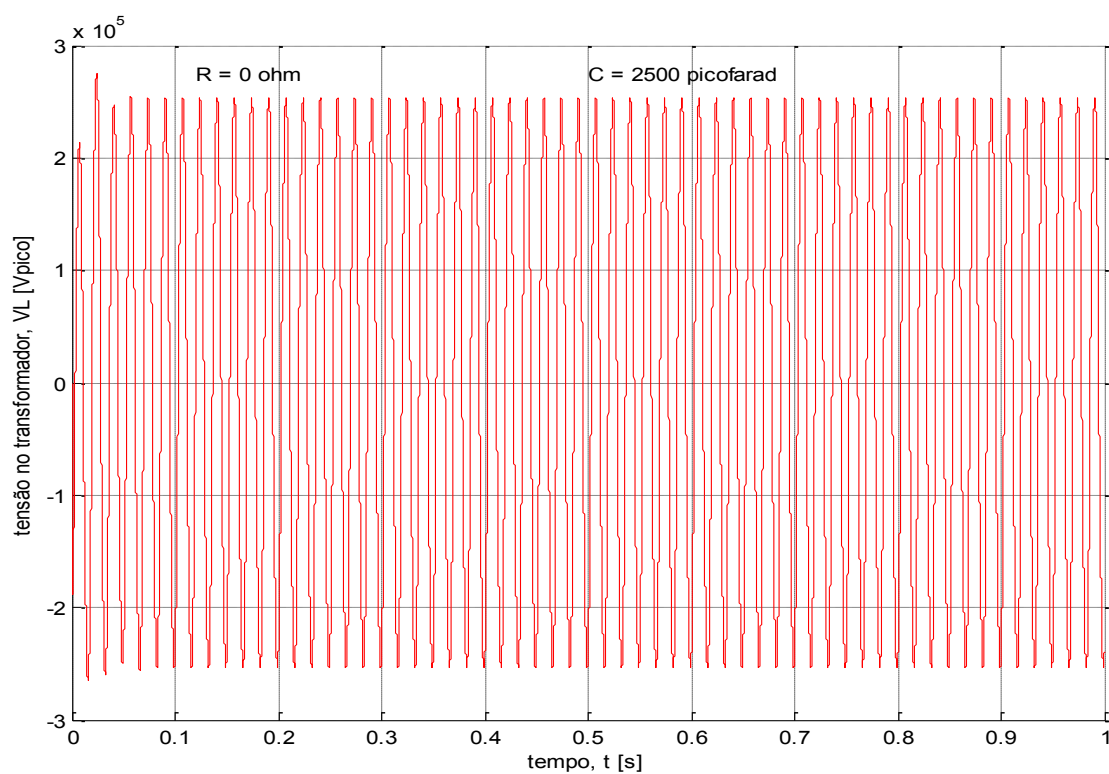


FIGURA IV.4.3.2 – Tensão no transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

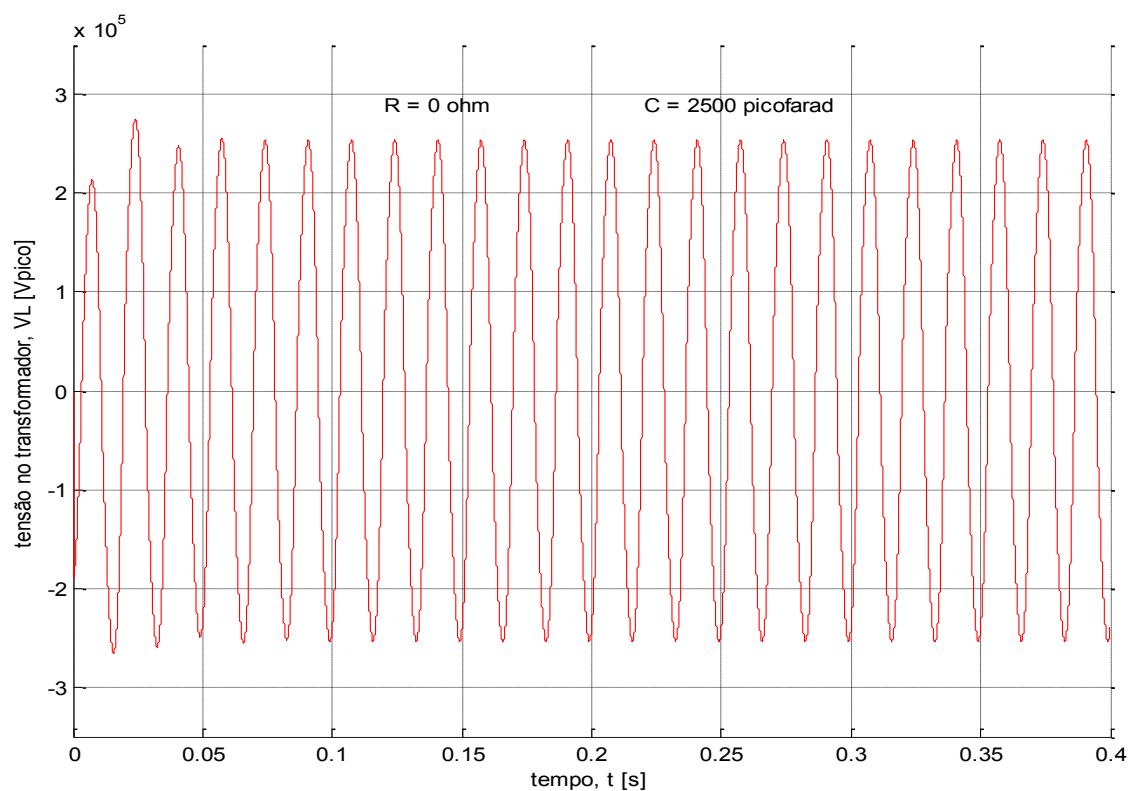


FIGURA IV.4.3.3 – Expansão do sinal de tensão no transformador (0 – 400ms) com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

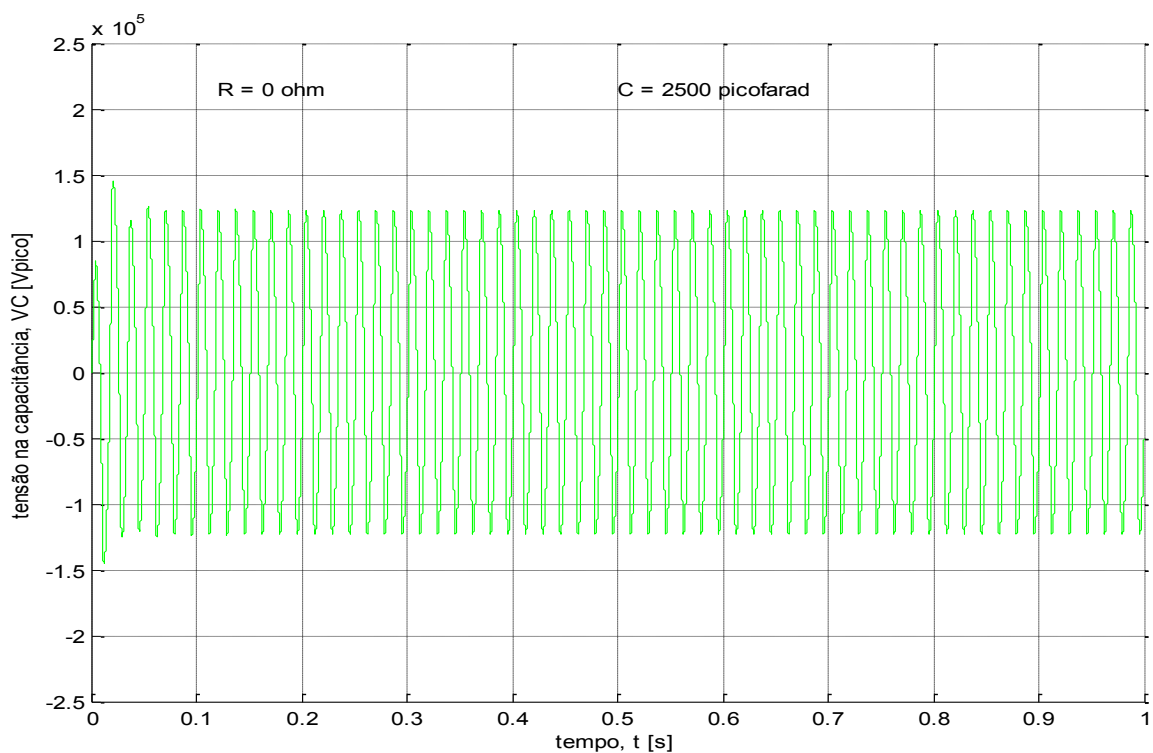


FIGURA IV.4.3.4 – Tensão no capacitor com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

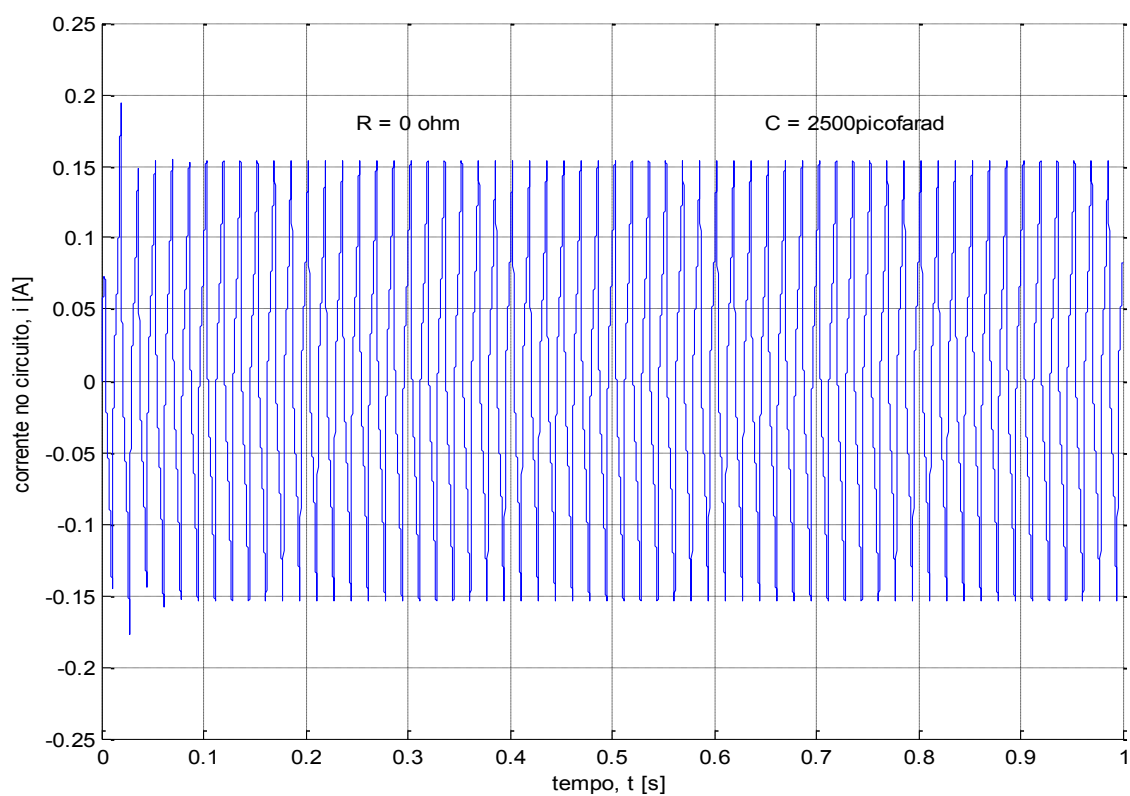


FIGURA IV.4.3.5 – Corrente no circuito com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

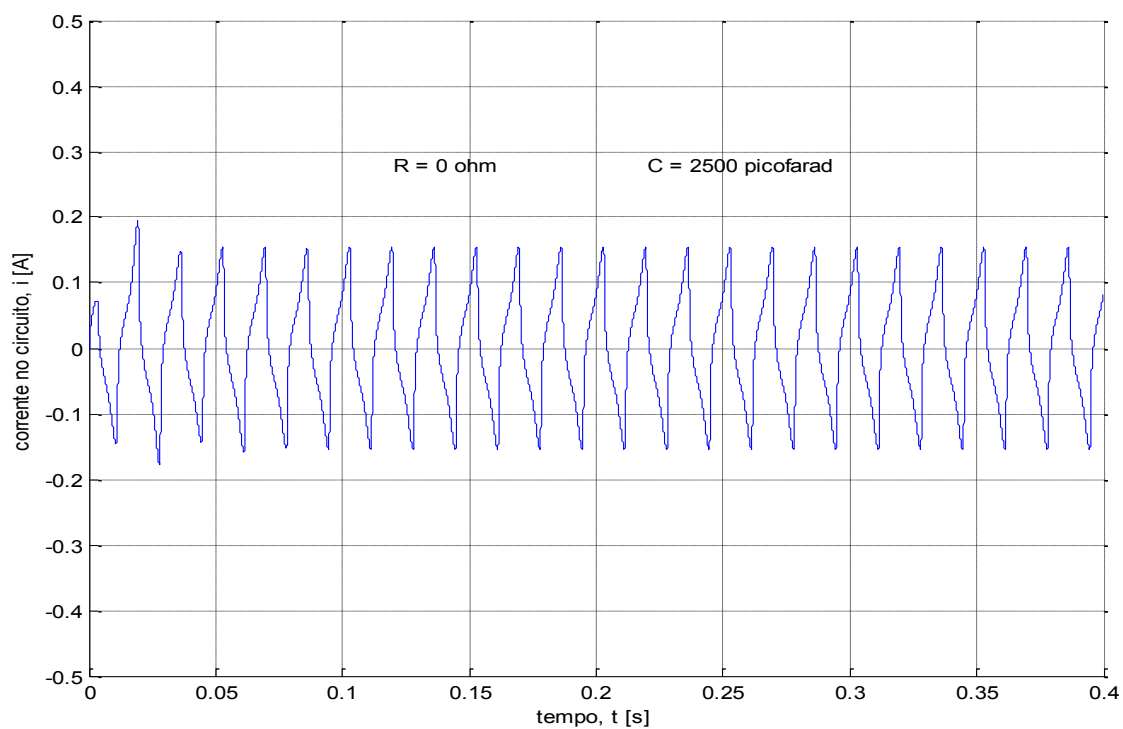


FIGURA IV.4.3.6 – Expansão do sinal de corrente no circuito (0 – 400ms) com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

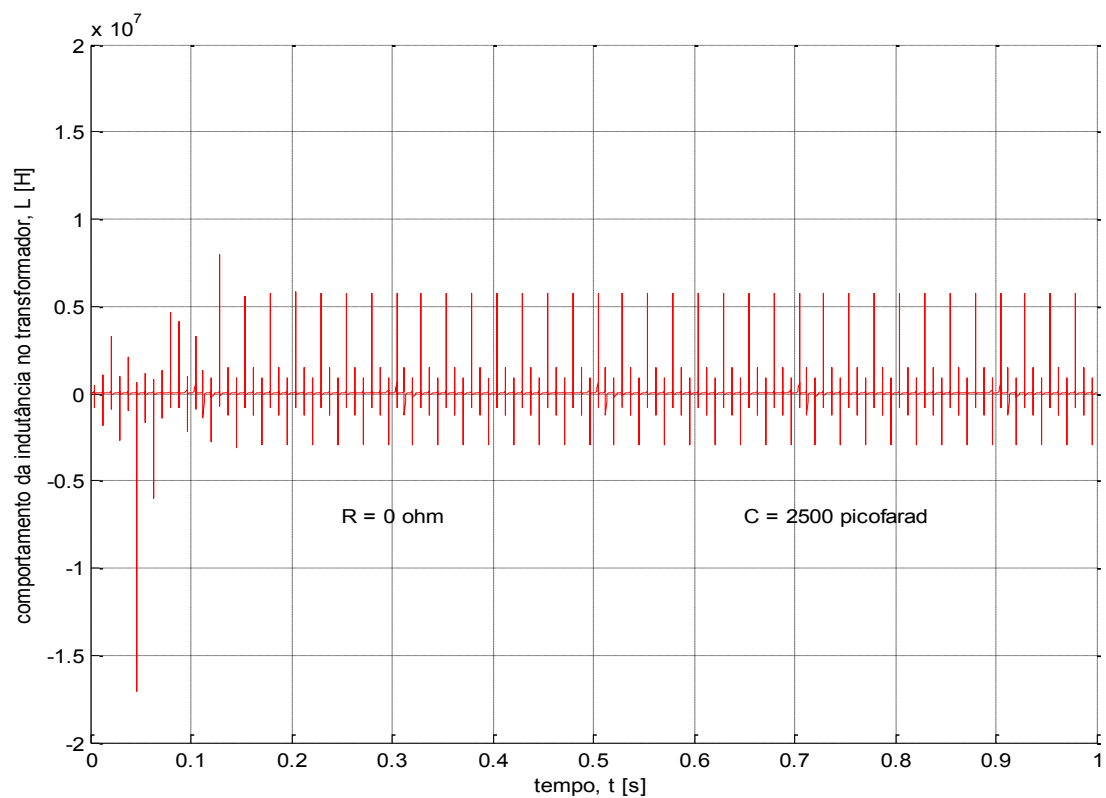


FIGURA IV.4.3.7 – Variação da indutância no transformador com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

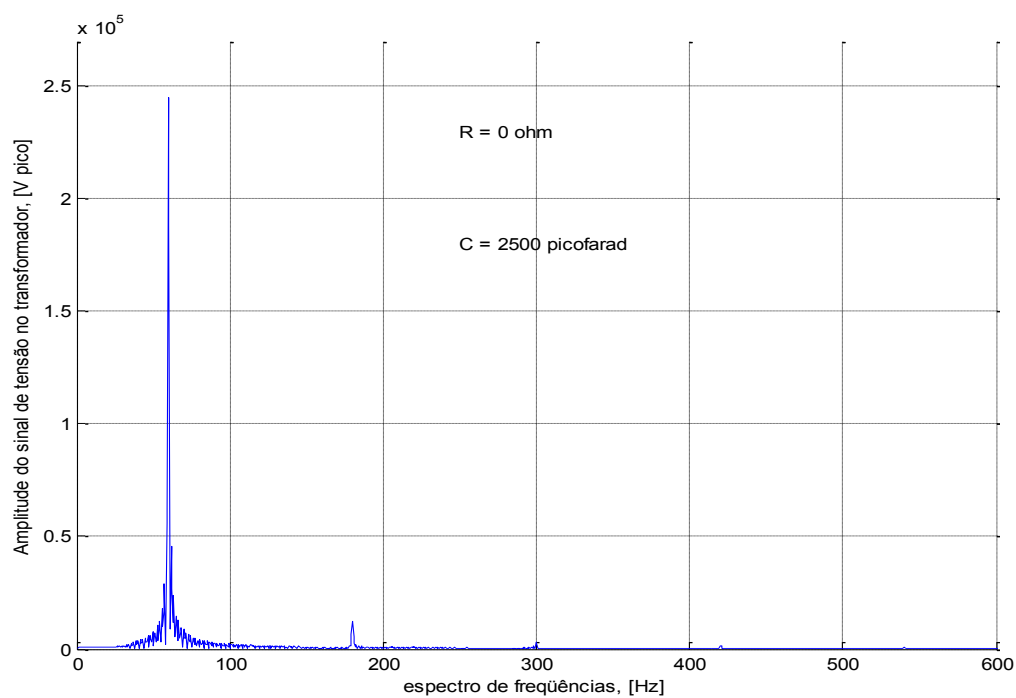


FIGURA IV.4.3.8 – Espectro de frequências do sinal de tensão sobre o transformador com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

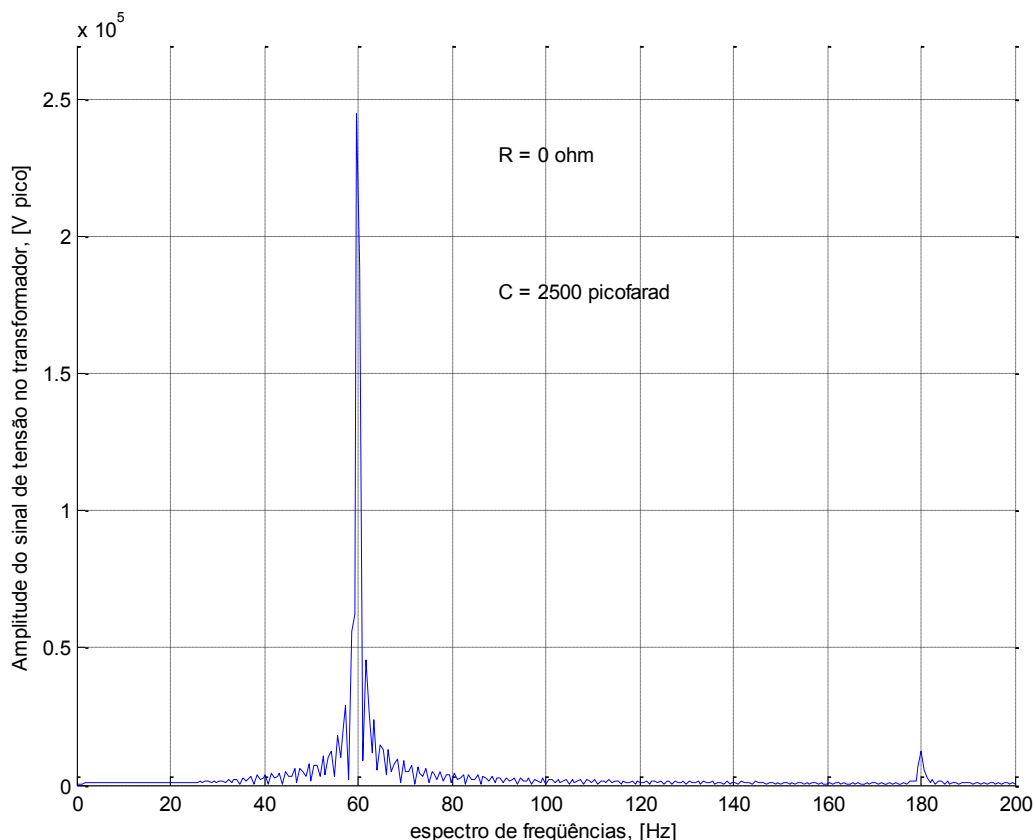


FIGURA IV.4.3.9 – Expansão entre 0 – 200 Hz do espectro de frequências do sinal da componente fundamental e do sinal de 3º harmônico da tensão sobre o transformador, com comportamento com histerese pelo modelo inverso de JA da indução magnética com o campo magnético

A análise das Figuras IV.4.3.1 a IV.4.3.9 permite concluir que o circuito simulado, considerando o ciclo de histerese com parâmetros físicos de natureza do núcleo segundo o modelo inverso de JA, apresentou um comportamento ferroressonante de modo fundamental, pois houve presença de sinal de tensão de aproximadamente 245 kV sobre o transformador com frequência de 60 Hz e, também, sinal harmônico de 3ª ordem com tensão em torno de 12,5 kV.

IV.5- CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE ESTE CAPÍTULO

Neste capítulo, um circuito elétrico RCL* não linear série, teve seu comportamento analisado com referência ao fenômeno de ferroressonância.

Na análise de desempenho do circuito em bancada experimental, item IV.3, na fase de simulação adotou-se um dado conjunto de parâmetros de JA e um quadro de *Epstein*, com dimensões $A = 104 \mu\text{m}^2$ e $L_m = 0,94 \text{ m}$ associados ao material do núcleo do transformador TR, para simular o comportamento do núcleo ferromagnético desse transformador. Ainda na etapa da modelagem, verifica-se estado ferroressonante de modo fundamental, com presença marcante da componente de 60 Hz, além de componentes em torno de 180 Hz e componente de 5º harmônico. Esse estado ferroressonante se estabiliza com tensão de pico de 60 V sobre o transformador.e, também com tensão de pico de 60 V sobre a associação dos capacitores. A corrente no circuito mostrou comportamento de 16 A de pico. O resultado do ensaio em bancada experimental mostrou excelente concordância com a previsão de desempenho do circuito revelada pela modelagem, tanto na relação fluxo-corrente quanto no comportamento das correntes no circuito e das tensões sobre o transformador.

Na análise de desempenho do circuito RCL* caracterizado como de uma subestação, item IV.4, observa-se que:

- Na modelagem da relação linear entre a indução magnética e o campo magnético no núcleo do transformador, os gráficos das tensões e da corrente no circuito revelam um comportamento de ressonância e não de ferroressonância, pois o espectro de frequências da tensão sobre o transformador mostra uma componente de sintonia de ressonância (aproximadamente 9,15 Hz). na relação linear entre B e H. Isto é, não se considera, nessa análise, nenhum grau de saturação no núcleo do transformador, situação essa que em condições reais de operação e, principalmente em condições de ferroressonância não se mostra real. Na realidade essa abordagem caracteriza apenas um comportamento linear da indutância do circuito e, portanto, qualquer verificação detalhada de desempenho desse circuito, nessas circunstâncias, representa uma análise de ressonância entre os elementos capacitivo e indutivo não sendo indicativa da realidade do fenômeno de ferroressonância;
- Quanto ao comportamento anisterético do núcleo do transformador, reproduzido por meio do modelo de Frölich, verifica-se uma melhoria na análise do fenômeno de ferroressonância, quando comparada com a hipótese de uma relação linear entre B e H, pois considera alguns

parâmetros característicos do comportamento dos materiais ferromagnéticos, tais como o nível de saturação e a permeabilidade magnética relativa desse material ferromagnético. O desempenho do circuito, sob condições de saturação anisterética do núcleo do transformador, mostra um comportamento ferroressonante de modo fundamental por apresentar, além da componente fundamental, as componentes harmônicas de 180 Hz e de 300 Hz;

- Na modelagem do comportamento do circuito considerando os efeitos de histerese, foram adotados dados reais de um TP da classe de 230 kV (ARTECHE, 2009) e utilizado um conjunto de parâmetros de JA associados ao material do núcleo desse transformador, diferente do conjunto de parâmetros de JA utilizados na associação ao material do núcleo do transformador TR ensaiado em bancada experimental. Verifica-se com essa modelagem, um comportamento ferroressonante de modo fundamental, com a componente de 60 Hz apresentando sobretensão em torno de 245 kV no transformador, além de mostrar a presença de uma componente de 3º harmônico.

Este capítulo mostrou análises de comportamento ferroressonante em circuitos RCL* não linear série comparando modelagens diferentes entre si (caso de circuito RCL* não linear série de uma SE) bem como comparando a modelagem de comportamento desse tipo de circuito com o seu desempenho experimental. A importância do uso de uma metodologia adequada na análise de fenômeno de ferroressonância, por exemplo, a utilização do modelo inverso de histerese de JA para modelar o comportamento do funcionamento do núcleo do transformador quando em operação em um circuito elétrico RCL* não linear série, mostrou-se evidente pelos resultados consistentes com os obtidos experimentalmente. Também ficou evidenciado que as características físicas do transformador devem ser consideradas nesse tipo de análise, pela própria adequação do resultado experimental com o resultado simulado.

CAPÍTULO V- CONCLUSÕES GERAIS

O principal objetivo deste trabalho foi destacar a importância de se considerar os efeitos de histerese de um material ferromagnético quando da análise de seu comportamento em um circuito elétrico RCL* não linear, série, o qual pode apresentar ferroressonância. O uso do modelo inverso de JA demonstrou que essa metodologia é extremamente apropriada e útil na análise do comportamento desse tipo de circuito elétrico quando este estiver submetido à ferroressonância, pois a modelagem de núcleos de transformadores e reatores (indutores) considerando os efeitos das perdas magnéticas referentes ao ciclo de histerese inerente a esses núcleos, fornece informações adicionais ao comportamento de transformadores e reatores que as modelagens linear e anisterética não fornecem sobre as relações entre a indução magnética e o campo magnético no núcleo desses equipamentos. Assim, essa metodologia constitui uma abordagem mais realista da análise do comportamento de transformadores e reatores quando em operação em circuitos RCL* não lineares do tipo série.

Das simulações realizadas neste trabalho observa-se que modelos lineares de indutâncias podem conduzir a conclusões imprecisas sobre o comportamento ressonante do circuito, ainda que a ressonância possa ocorrer devido à combinação das reatâncias capacitiva e indutiva. Entretanto, há de se ressaltar que a ressonância é um fenômeno de natureza diferente da ferroressonância. Aquela ocorrerá na frequência de sintonia entre capacitor e indutor, a qual pode ser determinada previamente. Já a ferroressonância é, de certo modo, imprevisível uma vez que diversos fatores podem levar o núcleo ferromagnético à saturação alterando a impedância do elemento indutivo.

A modelagem não linear considerando a saturação do núcleo ferromagnético, porém negligenciando a histerese, conduz a melhores resultados em relação à modelagem linear. Mas, ainda assim, não representa realisticamente o comportamento do núcleo ferromagnético uma vez que não permite considerar as distorções nas formas de onda da corrente e/ou tensão nem introduz a parcela adicional de perdas relativas à histerese magnética do material.

A modelagem considerando a histerese magnética mostrou-se precisa e eficiente na representação do fenômeno ferroressonante. A metodologia fluxo –

corrente, validada experimentalmente, é uma ferramenta a ser explorada na representação de sistemas elétricos uma vez que traduz grandezas intrínsecas como o campo e indução magnéticos em grandezas corrente e tensão terminais no dispositivo, muito mais compreensíveis e intuitivas para engenheiros e técnicos habituados às grandezas elétricas do que às grandezas magnéticas.

Com a ferramenta desenvolvida neste trabalho, pode-se simular diversas situações possíveis de ocorrência de ferroressonância, analisar sua influência no sistema e propor soluções para sua mitigação.

Entretanto, não foi aqui simulada nenhuma solução de mitigação para o problema da ferroressonância. Uma ação bastante adotada na tentativa de evitar a ferroressonância tem sido o dimensionamento e uso de um resistor de carga conectado a uma ligação tipo “delta aberto” no secundário dos TPs sob análise (FERRACCI, 1998). Essa solução nem sempre conduz a uma escolha adequada desse resistor (isto é, comercialmente disponível) e, em muitos casos, constitui uma solução anti-econômica para o problema, exigindo – desse ponto de vista – que se modifique algum parâmetro elétrico do circuito com o objetivo de se reduzir ou eliminar os efeitos da ferroressonância. Esta técnica pode agora ser analisada utilizando os modelos aqui desenvolvidos.

Por fim, pode-se recomendar, principalmente a clientes usuários de equipamentos tipo transformador ou reator com núcleo de material ferromagnético, que utilizem em suas especificações técnicas a necessidade de avaliar a qualidade do aço usado nesses equipamentos, bem como a necessidade de se obter os parâmetros físicos do modelo de JA desse material, pois foi aqui verificado que os efeitos da histerese magnética desempenham um papel fundamental na análise de fenômenos de ferroressonância.

E, como lembrete, deve-se ter em mente que os recentes avanços em pesquisas relativas às diversas naturezas das perdas em materiais ferromagnéticos (perdas por histerese, perdas por efeitos parasitas e, principalmente as perdas classificadas como *excedentes*) certamente obrigarão a uma revisão das Normas de ensaios em vazio de transformadores, porquanto, por exemplo, as atuais Normas ABNT/NBR 5356-1 (2007) e ABNT/NBR 5380 (1993), prescrevem procedimentos os quais já necessitam de uma atualização com relação aos métodos para avaliação dessas perdas.

Embora o modelo de *Jiles-Atherton* tenha sido empregado neste trabalho, diversos outros modelos com características próprias podem ser também utilizados. As modelagens que podem ser usadas nessa análise, com proveito, além dos modelos direto e inverso de JA, são o modelo de *Preisach* e os modelos “*Play*” e “*Stop*”.

Sugere-se portanto, para desenvolvimento de trabalhos futuros, as seguintes possibilidades de análise com o emprego de metodologias como as acima citadas:

1. Outros tipos de circuito RCL* não linear, além do tipo série, devem ser implementados, quer pelo modelo inverso de JA ou outros já mencionados.
2. Mesmo em um circuito RCL* não linear série, a análise de chaveamentos tipo mono e bipolares necessita ser feita com o auxílio das modelagens acima mencionadas, pois é, também, importante se considerar nesses circuitos os efeitos da histerese magnética dos transformadores.
3. Nas análises 1 e 2, acima mencionadas, deve ser considerado o tipo de ligação do transformador envolvido na ferroressonância, pois essa consideração é importante por ter influência no circuito elétrico equivalente que será avaliado.
4. Se a abordagem utilizar a modelagem (direta ou inversa) de JA, é muito interessante que se obtenha, previamente, os parâmetros desse modelo correspondentes ao equipamento sob análise. Ao se usar este tipo de modelagem de JA na análise do comportamento ferroressonante do circuito sob análise, talvez seja interessante se fazer uma abordagem vetorial do fenômeno (LEITE *et al.*, 2002; LEITE, 2006), afim de se verificar o grau de influência das perdas rotacionais (em junções tipo “T”) em função do caráter vetorial da indução magnética no núcleo do transformador.

REFERÊNCIAS

ABB - Transformer Technologies Management Ltd. **Transformer Handbook**, Zürich, Switzerland, 2004.

ABNT/NBR 5356-1. **Transformadores de potência**. 2007

ABNT/NBR 5380. **Transformadores de potência**: métodos de ensaios. 1993.

AGGARWAL, R.P.; SAXENA, N.S.; SHARMA, B.S.; KUMAR, S.; KRISHAN, S. Failure of electromagnetic voltage transformer due to sustained over-voltage on switching – An in depth field investigation and analytical study - **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. PAS-100, n. 11, p. 4448-4455, nov. 1981.

ANDREI, R.G.; HALLEY, B.R. Voltage Transformer Ferroresonance from an energy transfer standpoint. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 4, n. 3, p. 1773-1778, jul. 1989.

ARAÚJO, A.E.A.; SOUDACK, A.C.; MARTI, J.R. Ferroresonance in Power systems: chaotic behaviour. **IEE Proceedings-C**, v. 140, n. 3, p. 237-240, may. 1993.

ARTECHE. **Hoja de cálculo**: datos para circuito equivalente. Transformador de tensión UTF-245-COPEL. 2009.

ASTM A343 – **Alternating Current Magnetic Properties of materials at power frequencies using the wattmeter ammeter voltmeter method and 25 cm Epstein test frame**.

BENISCHKE, G. Protective apparatus against dangerous overvoltages. **Elektrotechnische Zeitschrift**, v. 22, 11 jul. 1901.

BETHENOD, J. Sur le transformateur à résonance. **L'Éclairage Électrique**, v. 53, p.289-296, nov. 1907.

BOBBIO, S.; MIANO, G.; SERPICO, C.; VISIONE, C. Models of magnetic hysteresis based on Play and Stop hysterons. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 33, n. 3, p.4417-4426, nov. 1997.

BOUCHEROT, P. Existence de deux régimes en ferrorésonance. **Revue Générale de L'Électricité**, v. 8, p. 827-828, dez. 1920.

COPEL. Ocorrência de ferroressonância em transformador de potencial indutivo ARTECHE, tipo UTF-245. **Estudo COPEL/SOT/DPEE nº 10/2010**, 2010.

DEANE, J.H.B. Modelling of a chaotic circuit containing a saturating/hysteretic inductor. **Electronics Letters**, v. 29, n. 11, p. 957-958, 27th may 1993.

ELGERD, O.I. **Introdução à teoria de sistemas de energia elétrica**. McGraw-Hill do Brasil Ltda., 1976.

EMIN, Z.A.L.; ZAHAWI, B.A.T.; AUCKLAND, D.W.; TONG, Y.K. Ferroresonance in electromagnetic voltage transformers: A study based on nonlinear dynamics. **IEE Proceedings on Generation, Transmission and Distribution**, v.144, n. 4, p. 383-387, jul. 1997.

FALLOU, J. Resonance overvoltages due to transients in transformers. **Revue générale de l'électricité**, v. 21, p. 853-864, 28 may 1927.

FALCONE, A.G. **Eletromecânica**. Editora Edgard Blucher Ltda, 1979.

FERRACCI, P. Ferroresonance. **Cahier Technique Schneider nº 190**, 1998.

GAIBROIS, G.L.; BACVAROV, D.C. Open phase conductor and load transfer combine to produce ferroresonance. **The Line**, n. 3, p. 17-22, 1978.

GERMOND, A. Computation of ferroresonant overvoltages in actual power systems by Galerkin's method – **Proceedings of IEEE on Power Industry Control Applications Conference**, New Orleans, LA, p. 127-135, jun. 1975.

GREENWOOD, A. **Electrical transients in power systems** – Wiley-Intescience, 1971.

GUCKENHEIMER, J.; HOLMES, P. **Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems and Bifurcations of Vector Fields**. 3.ed. New York: Springer-Verlag, 1990.

HARRISON, R.G. Modeling high-order ferromagnetic hysteretic minor loops and spirals using a generalized positive-feedback theory. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 48, n. 3, p. 1115-1129, mar. 2012.

HEISENBERG, W. **Zeitschrift für Physik**, v. 49, p. 619, 1928.

IEC 60076-1. **Power Transformers – Part 1**: general. ed. 2.1. 2000.

IEEE Power System Relaying Committee – Working Group C-5. Mathematical Models for Current, Voltage, and Coupling Capacitor Voltage Transformers. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 15, n. 1, p. 62-72, jan. 2000.

IEEE Std. C37-100. **IEEE Standard Definitions for Power Switchgear**. 1992.

IEEE Std C57.12.00. **IEEE Standard General Requirements for Liquid-Immersed Distribution, Power, and Regulating Transformers**. 2000.

JACOBSON, D.A.N.; LEHN, P.W.; MENZIES, R.W. Stability domain calculations of period-1 ferroresonance in a nonlinear resonant circuit. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 17, n. 3, p. 865-871, jul. 2002.

JILES, D.C.; ATHERTON, D.L. Ferromagnetic hysteresis. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 19, n. 5, p. 2183-2185, set. 1983.

JILES, D.C.; ATHERTON, J.B. Theory of ferromagnetic hysteresis. **Journal of Applied Physics**, v. 55, n. 6, p. 2115-2120, 15 mar. 1984.

JILES, D.C.; THOELKE, D.L. Theory of ferromagnetic hysteresis: Determination of model parameters from experimental hysteresis loops. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 25, n. 5, p. 3928-3930, set. 1989.

KIENY, C. Application of the bifurcation theory in studying and understanding the global behaviour of a ferroresonant electric power circuit. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 6, n. 2, p. 866-872, abr. 1991.

LEITE, J.V. **Análise de modelos diferenciais de histerese magnética considerando laços menores de indução**. Dissertação de Mestrado, UFSC – Florianópolis- SC. 2002.

_____. **Contribuição à modelagem vetorial da histerese magnética**. Tese de Doutorado, UFSC – Florianópolis- SC. 2006.

LEITE, J. V. **Modelagem da histerese magnética**. Notas de aulas da disciplina TE747. Curitiba: UFPR, 2010.

LEITE, J.V.; SADOWSKI, N.; KUO-PENG, P.; BATISTELA, N.J.; BASTOS, J.P.A.; de ESPÍNDOLA, A.A. Inverse Jiles-Atherton vector hysteresis model. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 40, n. 4, p. 1769-1775, jul. 2002.

MARTI, J.R.; SOUDACK, A.C. Ferroresonance in power systems: fundamental solutions. **IEE Proceedings-C**, v. 138, n. 4, p. 321-329, jul. 1991.

MEMBERS of STAFF of the DEPARTMENT of ELECTRICAL ENGINEERING of MIT. **Magnetic Circuits and Transformers, part II – Transformers**. John Wiley & Sons, 1943.

McCRUMM, J.D. An experimental investigation of subharmonic currents. **AIEE Transactions on Electrical Engineering**, v. 60, p. 533-540, 1941.

MIANO, G.; SERPICO, C.; VISIONE, C. A new model of magnetic hysteresis based on Stop hysterons: An application to the magnetic field diffusion. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 32, p. 1132-1135, mai. 1996.

NAIDU, S.R.; SOUZA, B.A. Newton-Raphson approach for the analysis of ferroresonant circuits. **IEE Proceedings on Generation, Transmission and Distribution**, v. 144, n. 5, p. 489-494, set. 1997.

ODESSEY, P.H.; WEBER, E. Critical conditions in Ferroresonance. **AIEE Transactions on Electrical Engineering**, v. 54, p. 444-452, ago. 1938.

PETERSON, H.A. **Transients In Power Systems**: John Wiley & Sons. 1951.

PORTELA, C.; SONDERMANN, M.A.; TEIXEIRA, J. **Estudo de condições de ferro-ressonância na manobra de transformadores. Exemplos de aplicação**. In: SEMINÁRIO NACIONAL DE PRODUÇÃO E TRANSMISSÃO DE ENERGIA ELÉTRICA – SNPTEE, Grupo IV – Sistemas de Potência. Belo Horizonte, 1987.

PREISACH, F. Über die magnestiche nachwifung. **Zeitschrift für Physik**, n. 94, p.277-302, 1935.

RIES, W. **Transformadores**: fundamentos para o projeto e cálculo. EDIPUCRS, 2007.

REITZ, J.R.; MILFORD, F.J.; CHRISTY, R.W. **Fundamentos da teoria eletromagnética**. Editora Campus, 1982.

RÜDENBERG, R. **Transient Performance of Electric Power Systems**: phenomena in lumped Networks. MIT Press, 1970.

SADOWSKI, N.; BATISTELA, N.J.; BASTOS, J.P.A.; LAJOIE-MAZENC, M. An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time stepping finite element calculations. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 38, n. 2, p. 797-800, mar. 2002.

SAGARDIA, S.R.; MORCHED, A. Potential Transformer failure due to Ferroresonance. **International Conference on Power Systems Transients**, Seattle (WA), 22-26 jun. 1997.

SCHAEFER, J.C. Chaveamento monopolar em Transformador de Aterramento. **Estudo COPEL DPEL nº 02/76**, 1976.

STEVENSON JR., W.D. **Elementos de análise de sistemas de potência**. Editora McGraw-Hill do Brasil Ltda., 1974.

SWIFT, G.T. An analytical approach to ferroresonance. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. PAS-88, n. 1, p. 42-46, jan. 1969.

THOMSON, W.T. Similitude of critical conditions in ferroresonant circuits. **AIEE Transactions on Electrical Engineering**, v. 58, p.127-130, mar. 1939a.

THOMSON, W.T. The generalized solution for the critical conditions of the ferroresonant parallel circuit. **AIEE Transactions of Electrical Engineering**, v. 58, p.743-746, dez. 1939b.

TRAVIS, I.; WEYGANDT, C.N. Subharmonics in circuits containing iron-cored reactors. **AIEE Transactions on Electrical Engineering**, v. 57, p. 423-431, ago. 1938.

VAISMAN, R. Ferroressonância em sistemas terciários. **CIER – Subcomitê de Planejamento e Engenharia de Sistemas Elétricos**, s/d.

WALLING, R.A.; BARKER, K.D.; COMPTON, T.M.; ZIMMERMAN, L.E. Ferroresonant overvoltages in grounded wye-wye padmount transformers with low-loss silicon-steel cores. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 8, n. 3, p.1647-1660, jul. 1993.

XIANG, Y.; FENG, JUN-SHENG; LUO, X.; CHEN, Y. Transverse Ferromagnetic Resonance of Heisenberg Ferromagnets with Exchange Anisotropy. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 47, n. 6, p.1653-1657, jul. 2011.

ZOCHOLL, S. et al. **Modelagem de transformador aplicada à proteção diferencial**. SEL - Schweitzer Engineering Laboratories, Brasil Ltda. Disponível em: <www.selinc.com.br>. Acesso em: out. 2010.